



République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf

Faculté de Génie électrique

Département de l'électrotechnique

THÈSE

En vue de l'obtention du

Diplôme de Doctorat en Sciences

Présentée et Soutenue par :
LAKHDAR ASMAA

Intitulé
*Contribution à l'étude du rayonnement
électromagnétique de la foudre en présence d'un
sol de conductivité finie et d'une tour élevée*

Spécialité : Génie électrique
Option : Compatibilité électromagnétique

Le jury est composé de :

Grade, Nom & Prénom	Statut	Domiciliation
Prof. BOUTHIBA Tahar	Président	Univ. USTO-MB, Oran
Prof. MIMOUNI Abdenbi	Encadrant	Univ. Ibn Khaldoun, Tiaret
Prof. HENNAD Ali	Examineur	Univ. USTO-MB, Oran
Prof. RIZOUGA Mohamed	Examineur	Univ. USTO-MB, Oran
Prof. BENDAOUED Abdelber	Examineur	Univ. Djilali Liabes, Sidi Bel-Abbès
MCA. ARZAG Kaddour	Examineur	Univ. Tahar Moulay, Saida

Résumé

L'objectif majeur de cette thèse de doctorat est de contribuer à l'étude du rayonnement électromagnétique généré par l'interaction de la foudre avec une tour élevée en présence d'un sol de conductivité finie, en modélisant en premier le courant de foudre au sommet et à la base de l'objet élevé ainsi qu'au champ électromagnétique proche associé, suite à l'application de deux modèles théoriques uniques de la distribution spatiotemporelle des arcs en retour prédéfinis dans la littérature, puis en proposant en second lieu, une approche théorique permettant de réviser ces deux modèles classiques communément connues par les modèles d'ingénieurs. Les simulations ont été réalisées à l'aide de deux méthodes de modélisation numérique à savoir Finite Difference Time Domain en deux dimensions (FDTD-2D) et Transmission Line Matrix en deux dimensions (TLM-2D).

Chapitre 1 souligne que l'allure du courant des arcs en retour mesuré à l'aide des tours instrumentées se trouve être affectée par les réflexions qui se produisent au niveau de la tour et elle diffère du sommet vers la base de la tour (Amplitudes et Temps de montés).

Chapitre 2 montre que le pic du courant calculé au sommet de la tour est inférieur à celui calculé à la base de la tour et que ce courant possède une valeur initiale différente de zéro au début du calcul là où le courant à la base de la tour se trouve être nul, cette amplitude du courant au sommet de la tour a été estimée analytiquement par une équation mathématique simple développée dans ce chapitre.

Chapitre 3 met en évidence que le comportement du champ électrique vertical en présence d'objets élevés calculé par la méthode FDTD-2D suite à l'application des deux modèles d'ingénieurs classiques présente une double polarité, la transition d'une forme d'onde négative à une forme d'onde positive est observée à différents points d'observation proches de l'objet élevé et elle est influencée par chaque modification apportée aux paramètres de la tour, à la conductivité du sol et à la vitesse de l'arc en retour.

Chapitre 4 présente une nouvelle approche qui révisé les modèles d'ingénieurs de la distribution spatiotemporelle des arcs en retour qui tiennent en compte de la présence de la tour en considérant deux vitesses dans la jonction (sommet de la tour/ canal de foudre) selon l'effet Doppler relativiste, cette approche proposée semble cohérente et conduit à de meilleurs résultats du champ électromagnétique de la foudre comparés avec ceux obtenus par les modèles théoriques standards. Ce chapitre mène à observer tout particulièrement l'effet de la variation de la vitesse de propagation du courant de l'arc en retour sur le comportement et les pics du champ électromagnétique calculé par la méthode FDTD-2D. Là où la vitesse est une constante, seul le champ électrique vertical est affecté,

et lors de l'incorporation de l'effet Doppler relativiste pour la variation arbitraire de vitesse de l'arc en retour, une reproduction visible et satisfaisante est observée dans la forme d'onde du champ électrique vertical avec celle du champ mesuré, pareillement au champ magnétique où le premier pic est en parfaite concordance avec celui mesuré. Contrairement aux allures du champ électrique radial qui n'ont présenté aucune sensibilité au changement de vitesse de l'arc en retour.

Chapitre 5 met en évidence le calcul élaboré dans le domaine temporel du courant de l'arc en retour de la foudre interconnectée au sol par la méthode de modélisation numérique Transmission Line Matrix en deux dimensions (2D-TLM) ainsi qu'au calcul du champ électromagnétique associé, au voisinage du point d'impact, en injectant en premier un courant de forme gaussienne du fait que la fonction Gaussienne semble être la fonction la plus utilisée dans les phénomènes physiques et les problèmes d'ingénierie et en second un courant de la forme de la somme de deux fonctions d'Heidler. Les résultats de simulation sont en concordance avec ceux obtenus par la technique Finite-Difference-Time-Domain en deux dimensions (2D- FDTD) pour le cas de foudre initiée au sol, ceci aura comme perspective d'appliquer cette méthode dans de nombreux problèmes liés au rayonnement de la foudre interconnectée avec un objet élevé.

Liste des mots-clés : compatibilité électromagnétique, foudre sur un objet élevé, inversion de polarité du champ électrique vertical de la foudre, équations de Maxwell, méthode FDTD-2D, effets Doppler, foudre initiée au sol, modèles d'Ingénieurs, TLM-2D.

Abstract

The main objective of this PhD thesis is to contribute to the study of the electromagnetic radiation generated by the interaction of lightning with an elevated tower in the presence of a finite ground conductivity, initially by modelling the lightning current at the top and at the bottom of the tall object as well as the nearby associated electromagnetic field through the application of two unique theoretical space-time distribution models of the return stroke existing in the literature, Then, by proposing in a second phase, a theoretical approach allowing to revise these two classical models commonly known by the engineering models. The simulations were carried out using two numerical modelling methods, namely Finite Difference Time Domain in two dimensions (2D-FDTD) and Transmission Line Matrix in two dimensions (2D-TLM).

Chapter 1 highlights that the pattern of the return stroke current measured with the instrumented towers is affected by the reflections produced in the tower and differs from the top of the tower to the bottom (Amplitudes and Rise Times).

Chapter 2 shows that the peak of the current calculated at the top of the tower is lower than that calculated at the base of the tower and this current has a non-zero value at the beginning of the calculation whereas the current at the base of the tower which is equal to zero, this amplitude of the current at the top of the tower was estimated analytically by a simple mathematical equation developed in this chapter.

Chapter 3 reveals that the behavior of the vertical electric field in the presence of high objects computed using the 2D-FDTD and through the standard engineering models has a double polarity, the transition from a negative to a positive waveform is observed at different observation points close to the elevated object and is influenced by each change in the tower parameters, the ground conductivity and the velocity of the return stroke current.

Chapter 4 presents a new approach that revises the engineering models of the spatiotemporal distribution of the return stroke current taking into account the presence of the tower, by considering two velocities in the junction (top of the tower/lightning channel) according to the relativistic Doppler effect, this proposed approach seems coherent and leads to better results of the electromagnetic field of the lightning compared with those obtained by the classical theoretical models. This chapter leads to observe particularly the effect of the velocity variation on the behavior and the peaks of the electromagnetic field calculated by the 2D-FDTD. Where the velocity is a constant, only the vertical

electric field is affected, and when the relativistic Doppler effect for the arbitrary change in the return stroke velocity is incorporated, a visible and satisfactory reproduction is observed in the waveform of the vertical electric field with the measured one, as well as the magnetic field waveforms where the first peak is in perfect agreement with that measured. Contrary to the radial electric field, which did not show any sensitivity to the change in the return stroke velocity.

Chapter 5 presents the calculation elaborated in the time domain of the lightning return stroke current interconnected with ground level by the two-dimensional Transmission Line Matrix (2D-TLM) numerical modelling method as well as the calculation of the electromagnetic field associated at the vicinity of the impact point, by first injecting a current of Gaussian form since the Gaussian function seems to be the most used function in physical phenomena and engineering problems and secondly the form of the sum of two Heidler functions. The simulation results are in agreement with those obtained by the Finite-Difference-Time-Domain technique in two dimensions (2D- FDTD) for the case of lightning initiated to ground, this will lead to the application of this method in many problems related to lightning radiation generated through an interaction with a high object.

List of keywords: electromagnetic compatibility, lightning on a tall object, polarity reversal of the vertical electric field of lightning, Maxwell's equations, 2D-FDTD method, Doppler effects, lightning initiated to ground, Engineering models, 2D-TLM.

الملخص

الهدف الرئيسي من أطروحة الدكتوراه هو المساهمة في دراسة الإشعاع الكهرومغناطيسي الناتج عن تفاعل الصاعقة مع برج مرتفع مع وجود موصلية أرضية محدودة، بدأً بنمذجة تيار الصاعقة في الجزء العلوي والجزء السفلي من البرج المرتفع وكذلك الحقل الكهرومغناطيسي القريب المرتبط به من خلال تطبيق نموذجين نظريين فريدين لتوزيع الزمكان الموجود في الأدبيات، وفي مرحلة ثانية، اقترح نهج نظري يسمح بمراجعة هذين النموذجين الكلاسيكيين المعروفين بشكل شائع بالنماذج الهندسية. تم إجراء عمليات المحاكاة باستخدام طريقتين للنمذجة الرقمية، وهما المجال الزمني للفرق المحدود في بعدين (FDTD-2D) ومصفوفة خط النقل في بعدين (TLM-2D).

يسلط **الفصل الأول** الضوء على أن النمط السلوكي لتيار شوط العودة المقاس بالأبراج المجهزة يتأثر بالانعكاسات عند البرج ويختلف من أعلى البرج إلى أسفله (السعة وأوقات الصعود).

يوضح **الفصل الثاني** أن ذروة التيار في أعلى البرج المحسوب أقل من تلك المحسوبة في قاعدة البرج وأن هذا التيار له قيمة غير صفرية في بداية الحساب بينما التيار عند قاعدة البرج يساوي صفرًا، وتم تقدير اتساع التيار الموجود أعلى البرج تحليليًا بواسطة معادلة رياضية بسيطة تم تطويرها في هذا الفصل.

يكشف **الفصل الثالث** أن سلوك الحقل الكهربائي العمودي في وجود أجسام عالية والمحسوب باستخدام طريقة النمذجة FDTD-2D من خلال النماذج الهندسية الأساسية له قطبية مزدوجة، ويلاحظ الانتقال من شكل الموجة السالب إلى الموجب في نقاط مراقبة مختلفة قريبة من البرج المرتفع وتتأثر بكل تغيير في معلمات البرج، الموصلية الأرضية وسرعة تيار عودة الصاعقة.

يقدم **الفصل الرابع** نهجًا جديدًا يراجع النماذج الهندسية للتوزيع الزمني المكاني لتيار الصاعقة في وجود البرج المرتفع، من خلال اعتبار سرعتين في وصلة (أعلى البرج / قناة الصاعقة) وفقًا لتأثير دوبلر النسبي، ويبدو أن النهج المقترح متسقًا ويؤدي إلى نتائج أفضل للحقل الكهرومغناطيسي للصواعق مقارنة بتلك التي تم الحصول عليها بواسطة النماذج النظرية الكلاسيكية. أدى هذا الفصل بشكل خاص إلى ملاحظة تأثير تغير السرعة على سلوك الحقل الكهرومغناطيسي المحسوب باستخدام طريقة النمذجة FDTD-2D. عندما تكون السرعة ثابتة، يتأثر الحقل الكهربائي العمودي فقط، وعندما يتم دمج تأثير دوبلر النسبي للتغير الكيفي في سرعة تيار العودة، يتم ملاحظة استنساخ مرئي ومرضي في شكل موجة و الذروة الأولى للحقل الكهربائي العمودي مع الحقل المقاس على عكس الحقل الكهربائي الأفقي الذي لم يظهر أي حساسية لتغير قيمة سرعة تيار العودة.

يقدم **الفصل الخامس** حساب تيار عودة الصاعقة على مستوى الأرض في المجال الزمني بواسطة طريقة النمذجة الرقمية لمصفوفة خط الإرسال ثنائية الأبعاد (TLM2D) بالإضافة إلى حساب المجال الكهرومغناطيسي للصاعقة في المنطقة المجاورة من نقطة التأثير، أولاً عن طريق ادخال تيار من شكل غاوس بما أن الدالة الغاوسية هي الدالة الأكثر استخدامًا في الظواهر الفيزيائية والمشكلات الهندسية. وثانيًا بدمج التيار النموذجي على شكل مجموع اثنين من دوال هيدلير. تتوافق نتائج المحاكاة مع تلك التي تم الحصول عليها بتقنية الفروق الزمنية المحدودة في بعدين (FDTD-2D) للصاعقة على مستوى الأرض، مما سيؤدي إلى تطبيق هذه الطريقة في العديد من المشكلات المتعلقة بإشعاع الصاعقة المترابطة ببرج مرتفع.

قائمة الكلمات الرئيسية: التوافق الكهرومغناطيسي، إشعاع الصاعقة على جسم مرتفع، انعكاس قطبية الحقل الكهربائي العمودي للصاعقة، معادلات ماكسويل، طريقة 2D-FDTD، تأثيرات دوبلر، إشعاع الصاعقة الأرضي، النماذج الهندسية، 2D-TLM.

Remerciement

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à mon encadreur le professeur **Mimouni Abdenbi** de l'université Ibn Khaldoun, Tiaret, et le remercier profondément de m'avoir offert la possibilité de réaliser cette thèse de Doctorat.

Je remercie monsieur **Bouthiba Tahar**, professeur à l'université *USTO-MB* d'avoir accepté de présider ma soutenance de thèse de doctorat en sciences, je lui témoigne de toute mon estime et de mon plus profond respect.

Je présente mes sincères remerciements à messieurs **Hennad Ali** et **Rizouga Mohamed**, professeurs à l'université *USTO-MB-Oran*, à monsieur **Bendaoued Abdelber** professeur à l'université *UDL-Sidi-Bel-Abbès* ainsi qu'à monsieur **Arzag Kaddour** maître de conférences à l'université *UMT-Saida* de m'avoir honoré par leurs acceptations d'être membre de mon jury afin d'examiner mon travail et de me faire part de leurs critiques constructives. Je leur prie de trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Tous mes remerciements vont également à toute l'équipe pédagogique de l'université *USTO-MB*, Oran, responsables de ma formation, à tous mes enseignants du département ST et du département d'électrotechnique, ainsi qu'à tous les intervenants professionnels et administratifs, en particulier le doyen de la faculté de Génie électrique le professeur **B.Ghalem**, le président du CSF le professeur **M.Ouslim**, le vice doyen chargé de la poste graduation le professeur **S.Remoun**, le chef de département de l'électrotechnique le professeur **A.Belarbi**, le président du CSD le professeur **A.Boudinar**, et le chef de département adjoint chargé de la poste graduation le professeur **N.Bouchetata**.

Un hommage rendu à la mémoire du *Professeur M.Mazari*, paix à son âme.

Mes profonds respects vont au professeur **Azzouz.Z** directeur du laboratoire de recherche LDEE à l'*USTO-MB*, Oran, et chef d'option en Compatibilité électromagnétique à l'université *USTO-MB*.

Je remercie aussi les membres du laboratoire du Génie électrique et des Plasmas d'Ibn Khaldoun, Tiaret. A mes collègues enseignants du département Génie électrique et Mécanique de l'université de Tiaret.

Je remercie également les agents administratifs de l'université d'IBN Khaldoun, Tiaret, un grand respect à leurs familles respectives.

Toute ma gratitude et mon plus profond respect vont tout particulièrement à monsieur **Rachidi. F** professeur à l'école fédérale de Lausanne, *EPFL*, en Suisse pour sa sympathie et son aide précieux dont j'ai eu l'honneur d'en être bénéficiaire.

Mes grands respects vont à monsieur **Baba. Y**, professeur à l'université Doshisha, Kyoto, Japan et à monsieur **Rakov. V**, professeur à l'université *ECE en Floride* ainsi qu'aux professeurs : **Rubinstein M, Diendorfer G, Thottappillil R, Mosaddeghi A. Cooray. V, Heidler F**, à tous les chercheurs du domaine de foudre et de la Compatibilité électromagnétique au monde pour tous leurs efforts fournis pour caractériser et comprendre le phénomène spectaculaire de la foudre qui demeure à ce jour mystérieux.

Mes remerciements s'adressent à ma petite famille pour leurs soutiens constants et leurs encouragements permanents. À mes nièces et neveux.

Mes remerciements vont à mes amis et à leurs familles respectives.

A mes parents

A ma petite famille

Cette thèse comprend :

Lakhdar, A., Mimouni, A., Azzouz, Z. (2021). Parameters affecting the polarity inversion of the vertical electric lightning field to the CN-Tower. Mathematical Modelling of Engineering Problems, Vol. 8, No. 1, pp. 117-124. <https://doi.org/10.18280/mmep.080115>

Lakhdar, A., Mimouni, A., Azzouz, Z. E., (2022). New Approach to Revise the Spatiotemporal Lightning Current Distribution Models Intended for Tall Objects. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, pp.1-8, <https://doi.org/10.1109/TEM.2022.3169429>

Sommaire

Résumé.....	i
Abstract.....	iii
الملخص.....	v
Remerciement.....	vi
Introduction	01
Organisation de la thèse.....	02

Chapitre 1 : Phénomène de Foudre en présence d'objets élevés : état de l'art

1.1 Introduction	03
1.2 Etude expérimentale de la foudre.....	04
1.2.1 Tours instrumentées	05
1.2.2 Déclenchement artificiel de la foudre.....	16
A) Site de Saint Privat D'Allier en Haute Loire, France	17
B) Site du Centre spatial Kennedy en Floride.....	18
C) Site Conghua, Guangdong, Chine.....	18
1.2.3 Estimation indirecte des courants à partir des systèmes de détection de la foudre LLS..	19
1.2.3.1 Moulin à champ au centre spatial Kennedy de Floride.....	20
1.2.3.2 Détecteur de foudre au centre spatial Kennedy de Floride.....	20
1.2.3.3 Mesure par Satellite.....	20
1.3 Formulations mathématiques du courant de foudre en présence d'objets élevés.....	21
1.3.1 Expression analytique du courant d'arc en retour à la base du canal de foudre.....	21
1.3.1.1 Modèle bi-exponentielle	21
1.3.1.2 Modèle d'Heidler.....	23
1.3.1.3 Modèle de la somme de deux fonctions d'Heidler	23
1.3.1.4 Modèle Hybride	26
1.3.1.5 Modèle Andreotti, A et Verolino.....	26
1.3.2 Expression analytique de la distribution du courant le long du canal de foudre et le long de la tour.....	28
1.3.2.1 Modèle issus de la théorie des antennes (AT).....	28
1.3.2.2 Modèle du circuit électromagnétique Hybride.....	28
1.3.2.3 Modèles d'ingénieur.....	29
A) Modèle de Rachidi et al.....	30
B) Modèle de Baba et Rakov	34

1.4 Conclusion.....	35
Chapitre 2 : Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés	
2.1 Introduction	37
2.2 Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés.....	38
2.2.1 Technique de modélisation FDTD en 2D.....	39
2.2.2 Paramètres de simulation et résultats	40
2.2.2.1 Application du modèle de la distribution spatiotemporelle du courant de Rachidi et al.....	41
2.2.2.2 Application du modèle de la distribution spatiotemporelle du courant de Baba et Rakov.....	45
2.3 Conclusion	52
Chapitre 3 : Polarisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés	
3.1 Introduction	54
3.2 Expression mathématique du champ électrique vertical	55
3.3 Calcul du champ électrique vertical de la foudre en présence de la tour CN	56
3.4 Résultats de simulation et discussion.....	58
3.4.1 Effet de la hauteur de l'objet élevé sur l'inversion de polarité du champ électrique.....	58
3.4.2 Influence du coefficient de réflexion au sommet de la tour sur la polarité de la forme d'onde de champ.....	60
3.4.3 Effet du coefficient de réflexion de la base de la tour sur la polarité du champ électrique.....	62
3.4.4 Sensibilité de la forme d'onde du champ à la conductivité du sol.....	64
3.4.5 Influence de la variation de la vitesse de l'arc en retour sur la polarité du champ Electrique.....	66
3.4 Conclusion	68
Chapitre 4 : Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée	
4.1 Introduction	70
4.2 Etude du rayonnement de la foudre en présence d'un objet élevé.....	71
4.2.1 Champ électrique vertical.....	71
4.2.2 Champ électrique radial.....	75
4.2.3 Champ magnétique azimutal.....	78
4.2.4 Caractérisation des composantes du champ électromagnétique de la foudre par l'application des deux modèles d'Ingénieur (Rachidi & Baba et Rakov).....	81
4.2.4.1 En dessous du sol.....	81
4.2.4.2 Au niveau du sol.....	83

4.2.4.3 Au-dessus du sol	84
4.3 Variation de la vitesse de l'arc en retour	86
4.3.1 Vitesse de l'arc en retour constante.....	86
4.3.2 Vitesse de l'arc en retour variable suivant le principe Doppler relativiste.....	88
4.3.2.1 Modèles révisés de l'arc en retour initié au sol	89
4.3.2.2 Modèle révisé de l'arc en retour en présence de tour	95
4.4 Conclusion	100

Chapitre 5 : Méthode de modélisation numérique TLM-2D : Application au phénomène de foudre

5.1 Introduction	102
5.2 Equations mathématiques fondamentales	103
5.3 Concepts de la méthode TLM-2D.....	105
5.4 TLM-2D appliquée au phénomène de foudre	108
5.4.1 Courant de foudre calculé par la méthode TLM 2D.....	108
5.4.2 Calcul du champ électromagnétique de la foudre initiée au sol.....	112
5.5 Conclusion	118
Conclusions et perspectives	120
Références Bibliographiques.....	123

Introduction

Depuis la nuit des temps, le phénomène de foudre impressionne les civilisations à travers le monde, appelé aussi feu du ciel, il a été associé à la colère des dieux et à la notion de châtiment pour les fautes et les péchés. Les esprits étaient terrorisés par la puissance et le mystère de ce phénomène qui demeure effrayant, un tueur puissant et destructeur pour l'humanité. Il existait plusieurs divinités dédiées à la foudre, Ce n'est qu'au 18^{ième} siècle que l'homme commença à se dégager de ces superstitions et donna naissance aux connaissances scientifiques de la foudre, grâce à la formidable épopée de l'expérience du cerf-volant de Franklin en 1752, au cours de laquelle la nature électrique de la foudre fut identifiée.

Les effets du rayonnement électromagnétique de la foudre évoquent un grand pôle d'intérêt pour les activités de la compatibilité électromagnétique (CEM). En effet, l'ampleur des perturbations électromagnétiques causées par le phénomène de foudre constituent un danger permanent, que ça soit pour la vie des êtres vivants, le réseau électrique et tout système électrique ou électronique, ce qui impose de manière impérative le développement d'un système de protection fiable et efficace contre les problèmes liés au couplage électromagnétique de la foudre avec les systèmes électriques et électroniques, cela n'est possible que si des données expérimentales sur le courant et la vitesse de l'arc en retour sont disponibles.

Cependant, comme pour tout phénomène naturel, La caractérisation expérimentale de la foudre est une tâche assez complexe, les campagnes de mesures expérimentales s'avèrent être trop coûteuses que ça soit par le déclenchement artificiel de la foudre, l'utilisation de tours instrumentées ou par l'estimation indirecte des courants à partir des systèmes de détection de la foudre (Lightning location système-LLS) et le fait que la plupart des données disponibles sur les courants de foudre sont obtenues par le biais des tours instrumentées, Ceci générera systématiquement la nécessité de disposer de modèles théoriques qui prennent en compte la présence de la tour et qui déterminent de manière satisfaisante la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal et le long de l'objet élevé afin de se rapprocher le plus de la réalité du comportement du rayonnement électromagnétique de la foudre.

Cette thèse de doctorat a pour objectif principal la contribution à l'étude du rayonnement électromagnétique généré par l'interaction de la foudre avec une tour élevée en présence d'un sol de conductivité finie, en procédant en premier lieu par la caractérisation numérique du courant de foudre et du champ électromagnétique associé suite à l'application des deux modèles de la distribution spatio-temporelle du courant uniques préexistants dans la littérature, et en second lieu proposé une nouvelle approche qui révisé ces modèles théoriques classiques de la distribution spatiotemporelle du courant de foudre le long de la tour et le long du canal de foudre, le calcul s'est effectué par la méthode

de modélisation numérique Finite- Difference- Time- Domaine en deux dimensions (2D-FDTD), et comme annexe au travail de thèse, l'application de la méthode Transmission Line Matrix en deux dimensions pour la modélisation du courant de l'arc en retour et du champ électromagnétique générés par l'interaction d'un coup de foudre avec le sol. Cette étude permettra d'avoir plus de détails sur le comportement du courant de foudre et du champ électromagnétique associé ainsi permettra une meilleure compréhension de ce phénomène qui demeure mystérieux.

Organisation de la thèse

Chapitre 1 passe en revue les mesures expérimentales du courant de foudre à l'aide de différents moyens de mesures existants dans le monde ainsi qu'un état de l'art des recherches et progrès dans le domaine de modélisation du courant en présence des structures élevées en ces deux dernières décennies.

Chapitre 2 présente la simulation du courant de foudre en présence d'objets élevés, à savoir la tour Gaisberg en Autriche, Peissenberg en Allemagne, CN au Canada, et Skytree en Japon.

Chapitre 3 entame une étude paramétrique afin d'analyser les facteurs ayant un effet sur l'inversion de polarité du champ électrique vertical proche généré par l'interaction d'un coup de foudre descendant avec la tour CN au Canada, et d'estimer numériquement à l'aide de simulations par la méthode FDTD-2D, la distance horizontale pour laquelle cette inversion de polarité est produite.

Chapitre 4 présente la révision des modèles théoriques classiques de la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal et le long de l'objet élevé, communément connus par les modèles d'ingénieurs, en proposant une nouvelle approche théorique basée sur l'effet Doppler relativiste pour la variation arbitraire de la vitesse de l'arc en retour dans la jonction (sommet de la tour/ canal de la foudre). L'étude et l'analyse du comportement du rayonnement de la foudre en présence d'un objet élevé sont effectuées par la méthode FDTD-2D, en considérant en premier une vitesse de l'arc en retour constante puis une vitesse variable selon le principe de l'effet Doppler relativiste. Les formes d'ondes des composantes du champ électromagnétique sont comparées avec ceux des mesures expérimentales et ceux obtenus suite à l'application des deux modèles de la distribution spatiotemporelle du courant d'arc en retour définis dans la littérature.

Chapitre 5 met en évidence l'application de la méthode de modélisation numérique Transmission Line Matrix en deux dimensions (2D-TLM) dans le calcul du courant de foudre, ainsi qu'à la caractérisation du rayonnement de la foudre initiée au sol, avec une comparaison faite avec la technique Finite-Difference-Time Domain en deux dimensions (2D-FDTD), ce qui donne lieu à de nouvelle perspective d'application de cette méthode dans le domaine de foudroiement interconnecté avec des objets élevés qui demeure à ce jour inexistant.

Enfin, des conclusions ainsi que des propositions pour des travaux futurs sont présentées dans cette thèse.

Chapitre1

Phénomène de Foudre en présence d'objets élevés : état de l'art

1.1 Introduction

En moyenne il éclate chaque jour plus de cinquante milles orages sur la terre, essentiellement dans les zones équatoriales, ainsi certaines régions d'Afrique de l'est peuvent observer plusieurs jours d'orage, les régions des cercles polaires ne connaissent que quelques-uns par an et dans les zones tempérées les orages agissent surtout en printemps et en été.

Si la formation des orages déclencheurs de foudre peut paraître incompréhensible, il faut pourtant aller jusqu'au dans l'espace pour trouver le générateur d'énergie principal de la formation des orages qui n'est autre que le soleil, ses rayons parviennent à la terre et la réchauffèrent ensuite, et du fait que la terre décrit une orbitaire quasi circulaire autour du soleil et sur elle-même cela lui permet d'avoir des saisons et des températures différentes.

Pour qu'un orage prend naissance et se forme, trois facteurs essentiels doivent être réunis, l'humidité, l'instabilité et un élément déclencheur dynamique amenant l'air chaud et humide de vaste couche de la troposphère à se soulever en direction de l'air froid en altitude. Ceci peut s'accomplir grâce à la convergence des vents de surface en une région donnée, pour que le mécanisme de formation de l'orage puisse s'enclencher, il faut que l'air chaud et humide des basses couches de la troposphère soit déséquilibré vis-à-vis de l'air froid en altitude, et soit amené à entreprendre son élévation.

Lorsque le processus d'ascension est déclenché, l'air chaud et humide s'élève suivant le principe d'Archimède de la manière d'une montgolfière se refroidi progressivement en prenant de l'altitude, une partie d'air chaud contient une densité de vapeur d'eau élevée comparée à une partie d'air froid, l'humidité relative à la partie d'air chaud qui s'élève va augmenter au fur et à mesure qu'elle se refroidira jusqu'à atteindre son point de saturation, ceci va engendrer le phénomène de condensation.

Le nuage prendra ainsi naissance en forme d'un cumulus fractus qui va déterminer la hauteur de la base du futur orage ; malgré le refroidissement avec l'altitude, la partie d'air chaud restera plus chaude que son environnement dans les conditions idéales, et continuera son ascension d'autant plus que le phénomène de condensation qui dégage de la chaleur permettra à cette même partie de se refroidir deux fois moins rapidement. Dès lors, le nuage au stade d'un cumulus fractus, cèdera forme pour s'évoluer au stade d'un cumulus humilis et ait une forme plus aboutie, ce cumulus est le parfait représentant d'un nuage en beau temps dans les journées chaudes d'été anticyclonique.

En s'épaississant, le nuage ne tardera pas à atteindre le stade d'un cumulus mediocris, nuage possédant déjà des attraits un peu plus imposants. En poursuivant son développement, le Cumulus mediocris passera au niveau du Cumulus congestus, étant nettement plus menaçant, d'ailleurs, durant cette phase que l'on commence à parler du temps orageux, surtout si les nuages continuent de croître jusqu'à la tropopause, c'est à ce niveau que le sommet du nuage entamera un étalon progressif amenant le nuage au stade du cumulonimbus, l'étape ultime, à ce stade de développement que l'orage prendra naissance.

En général, les premiers grondements du tonnerre se font entendre dès ce dernier stade acquit et détermine dès lors le stade orageux.

Dans ce chapitre, on passera en revue l'étude expérimentale du phénomène de foudre et les différents moyens de mesures existants dans le monde ainsi qu'un état de l'art des modèles théoriques et progrès dans le domaine de foudre en présence des tours élevées ces deux dernières décennies.

1.2 Etude expérimentale de la foudre

La foudre le phénomène le plus énigmatique et le plus étrange qui soit, surgi avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière, une immense étincelle d'électricité statique se répond dans l'atmosphère, des manifestations lumineuses traversant le ciel, suivit d'un bruit du tonnerre.

Les scientifiques ne pouvant aller chercher la foudre à cause de sa complexité en étant imprévisible et aléatoire, s'en approcher de près pour prendre des mesures est impossible, ils ont adapté des lieux précis où la foudre frappe régulièrement par des systèmes de mesures. Où encore, ils la font venir à eu par le déclenchement artificiel de la foudre en provoquant

une décharge de foudre en un point et à un instant choisi par l'expérimentateur soit par l'utilisation des systèmes de détection de la foudre (Lightning location système) LLS.

1.2.1 Tours instrumentées

En 1935, l'une des premières études expérimentales sur les courants de foudre a été obtenue à la hauteur de 380 m de l'Empire State Building situé dans l'arrondissement de Manhattan, à New York. [1]. Le courant a été observé en utilisant l'oscillographe de la lampe à cratère (the crater lamp oscillograph), des liaisons magnétiques et une caméra tournante placée à un bâtiment à une distance d'environ 780 m loin de l'Empire. La majorité des oscillogrammes ont enregistré des courants négatifs, produits par les traceurs ascendants.

McEachron [1] a été le premier à découvrir l'existence des traceurs ascendants. Dans environ la moitié des décharges, le pic de courant de l'arc en retour subséquent initié par les premiers traceurs descendants suit la phase de décharge initiale. Le courant maximal enregistré était de 58 kA, associé à un coup de foudre positif. La figure 1.1 présente quatre pics de courant mesurés pour 13 coups de foudre sur l'empire State Building.

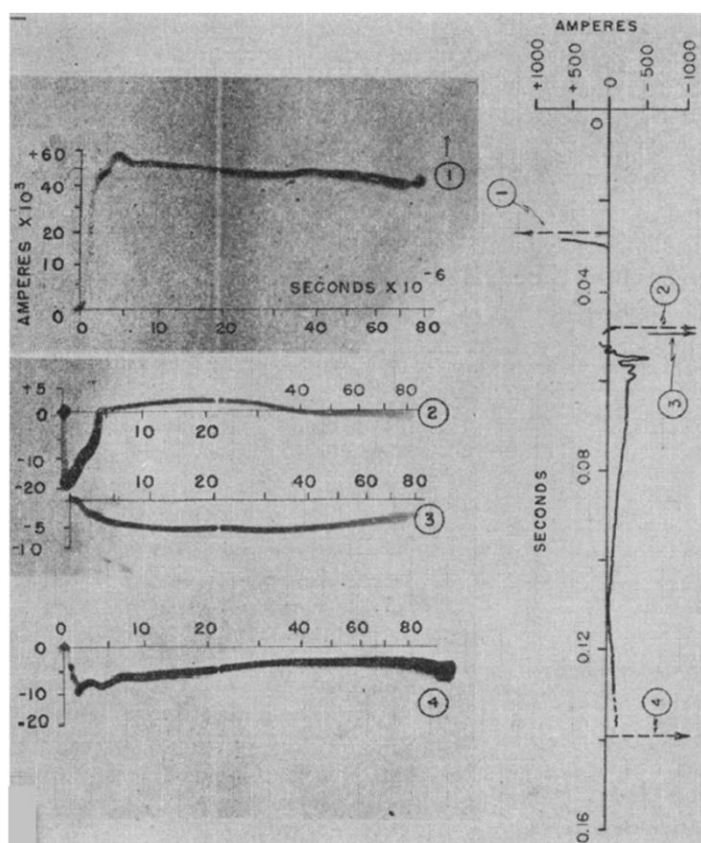


Figure 1.1 : Quatre pics de courant mesurés pour 13 coups de foudre sur L'Empire State Building adopté par McEachron [1]

1-Phénomène de Foudre en présence d'objets élevés : état de l'art

La description la plus complète à ce jour du courant de l'arc en retour a été présentée par Berger en Suisse [2] à l'aide de petites tours instrumentées. Les courants ont été mesurés en utilisant une résistance shunt située au sommet de deux tours, 70 m et de 90 m de haut, au sommet du mont San Salvatore à Lugano qui est élevé de 915 m du niveau de la mer ou bien élevé de 640m du niveau du lac Lugano, la 1^{ière} tour de 70m a été construite en 1943 et remplacé par une nouvelle construction en 1958, la 2^{ième} fut construite en 1950, de 70m mais plus élevé que la 1^{ière} par 20m.

Les courants mesurés ont été enregistrés en utilisant un oscilloscope à rayons cathodiques à grande vitesse (installé en 1958) avec quatre poutres et une résolution de 0,5 μ s. pour enregistrer les courants dans les deux tours.

Berger [2], a pu classifier quatre types de coup de foudre (voir figure 1.2) pouvant se produire une fois que le nuage est chargé et prêt à produire un éclair nuage-sol :

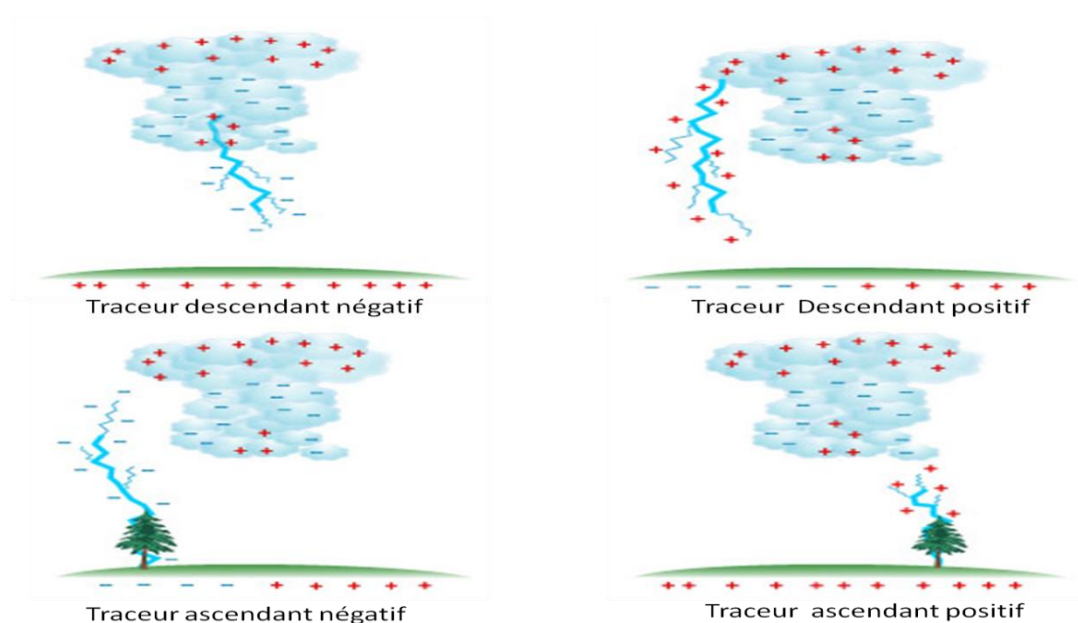


Figure 1.2 : Classification des coups de foudre selon Berger et al. [2]

Traceur ascendant se produit lorsque le champ électrique au sol créé par le nuage est suffisamment intense pour qu'un traceur puisse se développer du sol vers le nuage. Ceci est généralement le cas dès lors qu'il existe au sol des structures de grande hauteur (plusieurs dizaines de mètres).

Ce type d'éclair est aussi fréquent dans les régions montagneuses aussi classé selon le sens d'écoulement du courant principal. Il est bien plus puissant, et présente peu ou pas de ramifications.

Le traceur descendant est le plus fréquent sous les climats tempérés et en zones de plaines.

Environ 15% des mesures rapporté par Berger [2] étaient dus à des traceurs descendants négatifs. La plupart des décharges dans les tours ont été initiées par des traceurs ascendants positifs et négatifs. La figure 1.3 illustre les formes moyennes des courants typiques correspondant aux arcs en retour premier (a) et subséquent (b) d'une décharge négative. Dans cette figure, il est possible de visualiser une prise de vue de ces formes moyennes des courants typiques sur deux échelles de temps (A et B) [2].

La distribution statistique des principaux paramètres du courant est présentée dans le tableau 1.1.

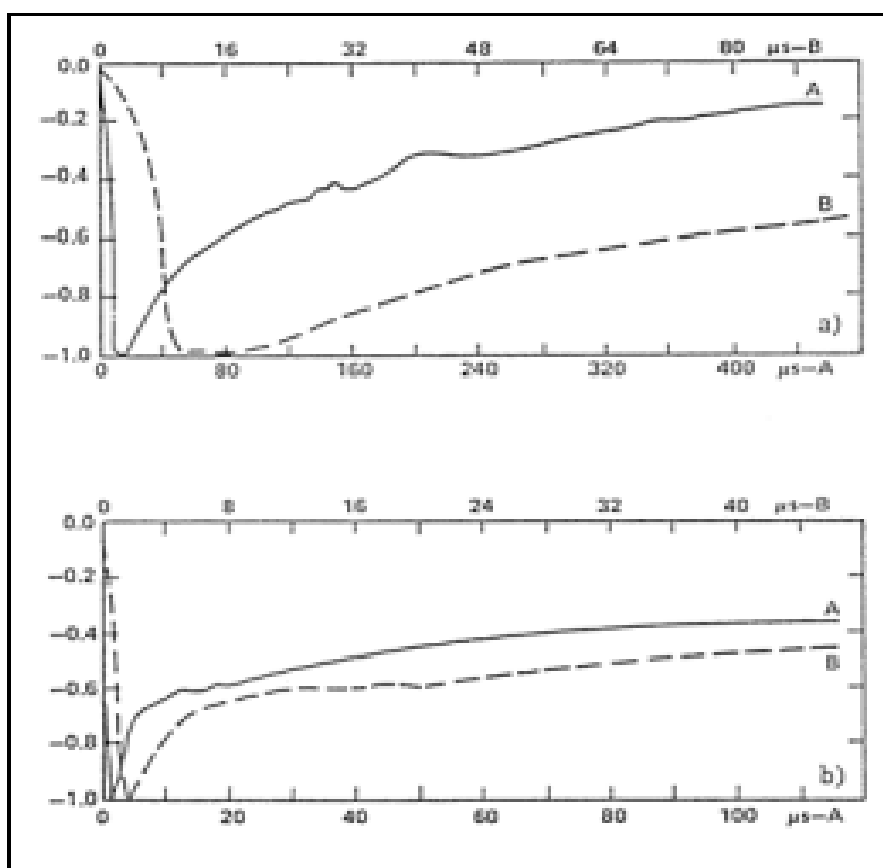


Figure 1.3 : Formes d'onde typiques normalisées du courant de l'arc en retour négatif : premier (a) et subséquent (b) adaptées par Berger [2]

Tableau 1.1 : La distribution statistique des principaux paramètres du courant [2]

Paramètre		Unité	Nombre d'évènement	Pourcentage de cas dépassant la valeur indiquée		
				95%	50%	5%
Courant de crête	Premier arc en retour négatif	kA	101	14	30	80
	Arc en retour subséquent négatif	kA	135	4.6	12	30
Charge totale	Premier arc en retour négatif	C	93	1.1	5.2	24
	Arc en retour subséquent négatif	C	122	0.2	1.4	11
Temps de montée (2kA-crête)	Premier arc en retour négatif	μs	89	1.8	5.5	18
	Arc en retour subséquent négatif	μs	118	0.22	1.1	4.5
di/dt maximal	Premier arc en retour négatif	kA/μs	92	5.5	12	32
	Arc en retour subséquent négatif	kA/μs	122	12	40	120
Durée de l'impulsion (2kA-mi amplitude)	Premier arc en retour négatif	μs	90	30	75	200
	Arc en retour subséquent négatif	μs	115	6.5	32	140
Intervalle de temps	Entre deux décharges négatives	μs	133	7	33	150

A partir des données du courant apportées par Berger [2], les décharges de foudre descendantes négatives présentent quelques remarques :

- Le courant de crête du premier arc en retour négatif est supérieur à celui des arcs en retour subséquents négatifs.
- La valeur maximale de la variation du courant du premier arc en retour négative (di/dt) se trouve être supérieure à celle d'un arc subséquent.
- Le temps de montée d'un courant du premier arc en retour négatif est moins rapide que celui du courant de l'arc en retour subséquent.
- La durée temporelle de l'impulsion du courant pour un premier arc en retour est supérieure à celle de l'arc en retour subséquent.

En 1963, la tour d'Ostankino, de 540 m située à Moscow, en Russie, fut construite et fut terminée en 1967. Trois capteurs de courant ont été installés à 533m, 272m et 47 m au-dessus du sol, la figure 1.4 représente l'allure du courant mesuré [4].

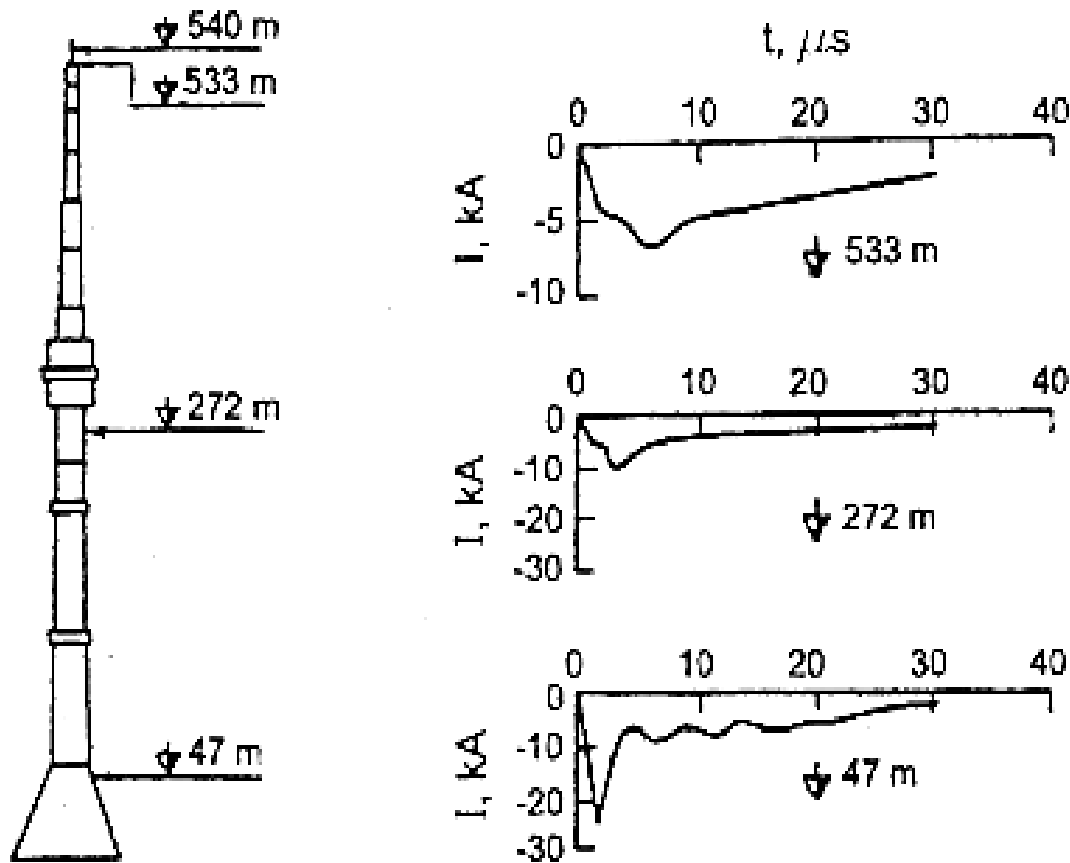


Figure 1.4 : Formes du courant mesuré à 533m, 272m et 47m sur la tour d'Ostankino, Moscow [4]

Parmi les trois formes d'ondes présentées sur la Figure 1.4, nous pouvons voir que la plus grande amplitude "pic absolu" (environ 22 kA) apparaît au point d'observation le plus faible. La valeur du pic de ce courant augmente en allant du sommet vers le sol (à 533m il est de l'ordre de 8 KA, à 272m de 10KA, à 47m de 22KA).

Il semble qu'au point de discontinuité entre la base de la tour et l'impédance de terre, il y a une réflexion positive du courant qui s'ajoute au courant de l'arc en retour initial. Cette réflexion positive à la base de la tour est clairement perceptible dans les deux autres endroits quelques microsecondes plus tard.

Ceci indique que le coefficient de réflexion négatif peut être associé au sommet de la tour. Il représente la discontinuité entre la tour et l'impédance équivalente du canal de foudre.

En 1976, la plus haute structure au monde fut construite, appelée la tour CN, à Toronto au Canada, de hauteur de 553.33m. Le courant de l'arc en retour été mesuré par deux bobines inductives de Rogowski placées à une hauteur de 509 m et à 474 m. [5]. Les mesures du courant effectuées en 1999 sont présentées sur la figure 1.5

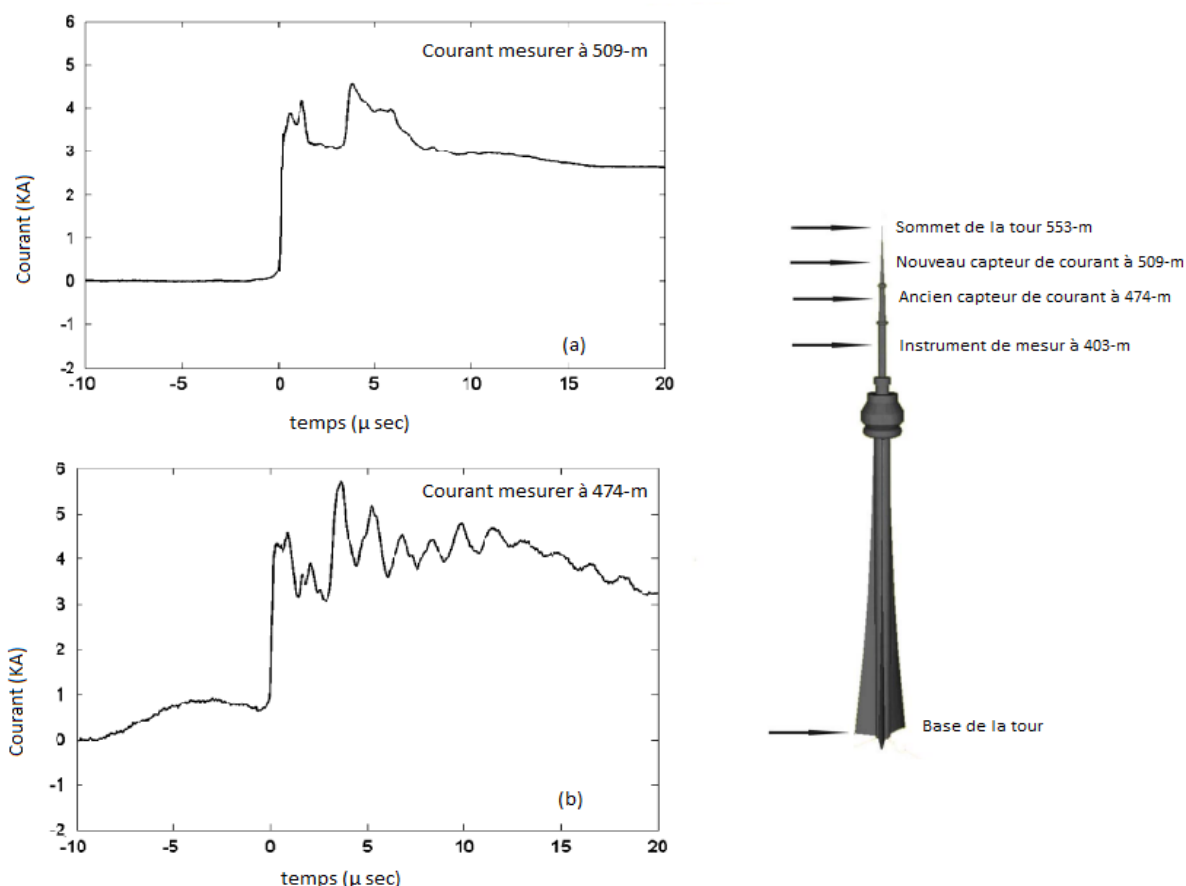


Figure 1.5 : Formes du courant de l'arc en retour de foudre mesuré à : (a) 509 m et (b) 474 m, sur la tour CN [5]

La figure 1.5 présente le courant de l'arc en retour de foudre sur la Tour CN au Canada enregistré le 2 janvier 1999 à 22 :27 :04 [5] et elle démontre un rapport signal/bruit nettement meilleur des données capturées par la nouvelle bobine de détection de courant à une hauteur de 509-m de la base de la tour. En outre, les réflexions provenant des discontinuités structurales de la tour sont visibles sur ces figures 1.5 (a) et (b), en particulier les réflexions au sol arrivant après environ 3,2 et 3,4 μsec pour les signaux capturés par l'ancienne bobine placée à (474-m) et la nouvelle bobine à (509-m) respectivement. La valeur positive de la réflexion implique un coefficient de réflexion positif à la base de la tour. La valeur positive de la réflexion observée

est moins prononcée pour le capteur situé près du sommet de la tour. Ceci ramène donc à suggérer un coefficient de réflexion négative au sommet.

En comparant les formes d'ondes du courant de la tour d'Ostankino et celles de la tour CN, on observe la forme du courant plus complexe pour cette dernière, Shostak et al. [6] rapporte que ceci est dû à la structure complexe de la tour CN.

En 1978, La tour Peissenberg de 168 m de hauteur fut construite près de Munich en Allemagne et fut utilisée jusqu'au 1999 dans les mesures du courant de l'arc en retour et leurs champs électromagnétiques associés [7]. Cette tour possède deux systèmes de mesure de courant de l'arc en retour à 160 m et 5 m. Ces systèmes sont capables de mesurer les variations temporelles du courant d'arc en retour simultanément, au sommet et à la base de la tour.

La figure 1.6 présente les formes d'ondes du courant mesuré au sommet et à la base de la tour.

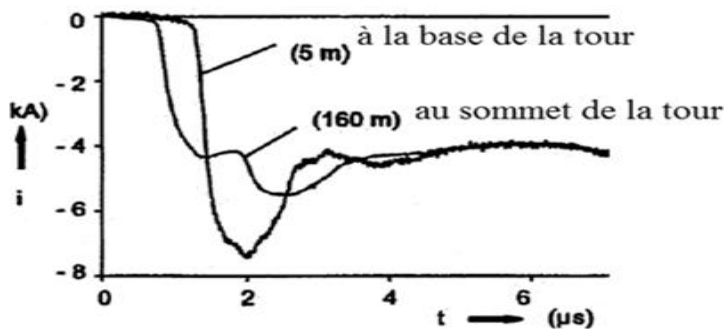


Figure 1.6 : Formes d'ondes du courant mesuré au sommet et à la base de la tour Peissenberg [7]

D'après la figure 1.6, on observe la contamination du courant par les réflexions multiples est bien mise en évidence. Durant l'exploitation de cette tour, seulement un cas d'enregistrement d'un traceur descendant négatif a été effectué, la majorité des enregistrements ont été fait à partir des traceurs ascendants positifs et négatifs.

1-Phénomène de Foudre en présence d'objets élevés : état de l'art

Le 22 Août 1956, le premier grand émetteur appelé Gaisberg Transmitter montré à la figure 1.7 installé sur le Gaisberg montagne près de Salzbourg, en Autriche. Durant les années 1980, une UHF antenne a été mis sur le dessus de la tour qui porte sa hauteur à 100 mètres. [8]

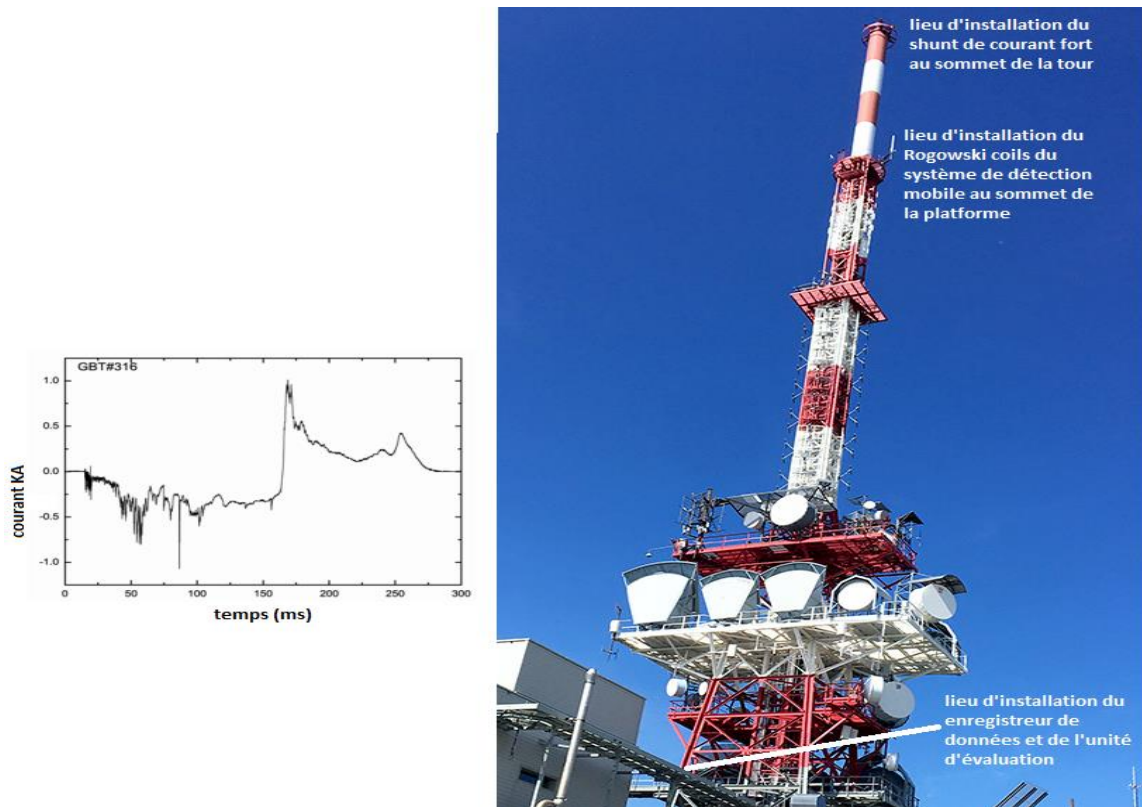


Figure 1.7 : Courant mesuré à la base de la borne d'air installée sur le sommet du GBT 316 sur la tour Gaisberg [9]

Les formes d'onde du courant global sont mesurées à la base de la borne d'air installée sur le sommet du GBT 316, avec une résistance shunt de visualisation du courant de $0,25 \text{ m}\Omega$ ayant une bande passante de 0 Hz à 3,2 MHz [8], [9]. Des liaisons par fibre optique sont utilisées pour la transmission du signal de sortie du shunt vers un enregistreur numérique installé dans le bâtiment voisin du GBT. Deux canaux séparés à fibre optique de sensibilité différente sont utilisés. Le canal 1 avec une gamme de courant de $\pm 2 \text{ kA}$ pour mesurer les courants de faible amplitude comme initial continu et le canal 2 avec une gamme de courant de $\pm 40 \text{ kA}$ pour mesurer les courants de pointe de l'arc en retour. Ces signaux sont enregistrés à un taux d'échantillonnage de 20 MS/s [8] par une carte de numérisation de 8 bits installée dans un ordinateur personnel. Le seuil de déclenchement du système d'enregistrement est fixé à $\pm 200 \text{ A}$ avec un temps d'enregistrement avant déclenchement de 15 ms dans une longueur

d'enregistrement de 800 ms. Une fréquence de coupure de 250 kHz, filtre numérique (Butterworth, 2e ordre) et une correction de décalage appropriée est appliquée aux enregistrements de courant avant les paramètres de la foudre (courant de pointe, transfert de charge, intégrale d'action, etc.) sont déterminés.

En 1978, Eriksson [10] a mesuré les courants de foudre en utilisant une tour de 60 m situé au-dessus d'un terrain relativement plat en Afrique du Sud. Il a présenté les données de mesures en 1980 (adapté de [Fisher et al, 1993] [11]). La tour a été isolée de la terre et le courant de foudre a été mesuré à la base via un transformateur de courant et une bobine de Rogowski. Plus de 50% des éclairs observés ont été initiés par un traceur par bonds chargé négativement. Pas d'enregistrement de flashes positifs. Temps de montée de courant très rapide a été observé dans ces mesures.

En 1980, la tour instrumentée à Bald Hills, en Australie a été foudroyée par un coup de foudre, ce qui a fait d'elle l'objet d'étude par le scientifique D. J. Sherman [12], ou il a présenté des mesures faites sur la vitesse des vents responsables d'orages déclencheurs de foudre.

En 1980, la tour de communications Swisscom Sendeturm a été construite, située à l'est de St. Chrischona près de Bâle, en Suisse. Elle a remplacé une structure élevée construite en 1962, de hauteur de 250m avec deux antennes de courant placées à 248m et à 175 m et une Sonde de courant supplémentaire dans la partie supérieure. La tour a été localisée au sommet d'une colline à 500 m d'altitude. Cette tour instrumentée a été utilisée pendant une période de 5 ans (jusqu'à 1984) pour enregistrer les formes d'ondes des arcs en retour qui frappent la tour [13], [14].

La tour Fukui de hauteur de 200 m au Japon a également été utilisée pour mesurer le courant de l'arc en retour et leurs champs électromagnétiques associés, deux coaxial résistances shunt de ($2\text{ m}\Omega$, $10\text{ m}\Omega$) ont été installés au sommet de la tour [15]. Il a été constaté que le courant mesuré est affecté par les ondes réfléchies au sol et au sommet de la tour.

En juin 2010, la tour Sântis de 125m de hauteur montrée à la figure 1.8 fut construite au sommet du mont Sântis à une altitude de 2505m. Une analyse pluriannuelle des données du système de détection de la foudre EUCLIDE a révélé que cette tour est une des structures les

plus foudroyées en Suisse [16]. En juin 2010, la tour a été équipée d'un système de mesure sophistiqué. Quatre capteurs ont été installés à 20 m et 67 m le long de la tour : deux de type Rogowski dont la sortie est intégrée pour obtenir une reproduction du courant dans la tour, et deux capteurs « B-dot » conçus dans le cadre du projet pour mesurer sa dérivée temporelle. Le système est contrôlé par internet depuis l'école Fédérale de Lausanne en Suisse. La tour a une structure métallique interne de 2,5 m de rayon moyen, d'une structure en plexiglas externe de 6m de diamètre moyen. Cette structure sert principalement comme une tour de télécommunication et une station climatique. Le diamètre de la base de la tour est de 8 m et soutenue par un ensemble de supports métalliques pour la maintenir contre les vents.

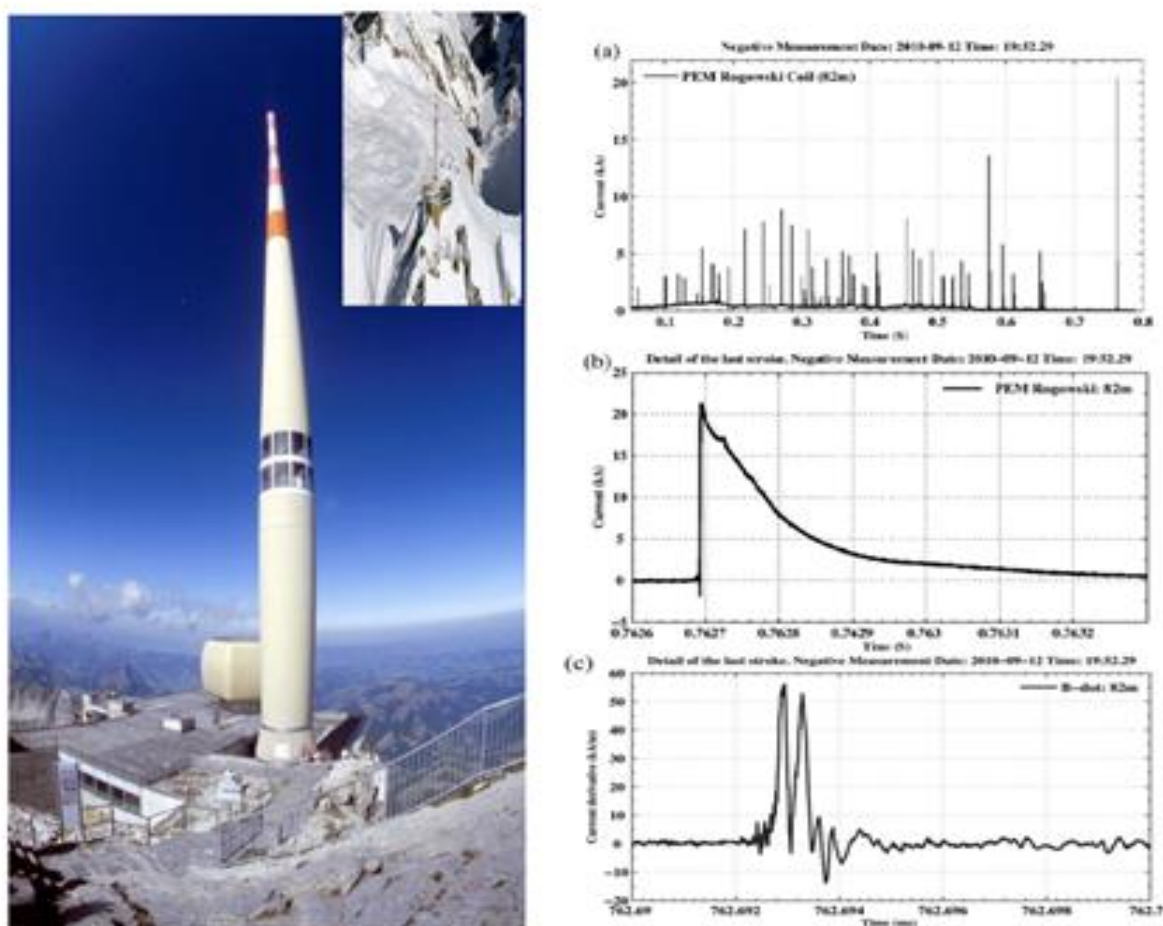


Figure 1.8 : (a) Une forme d'onde typique mesurée à la tour Sântis en utilisant la bobine de Rogowski PEM situé à 82 m au-dessus du niveau du sol. (b) Vue détaillée de l'arc en retour produit le 12 Octobre 2010, 19h52. (c) dérivée temporelle de l'arc en retour de courant mesuré par le capteur de point-B. [16]

Cette station de mesure Sântis a été mise sur pied par l'EPFL et l'HEIG-VD avec le soutien du Fonds National de Recherche Scientifique et du bureau Suisse pour l'éducation et la

recherche pour les raisons que le système de mesure utilisé par Berger [2] sur deux tours de télévision au sommet du Monte San Salvatore à Lugano souffrait cependant de limitations de bande de fréquences et sensibilité et d'autre part, des études ont montré que les enregistrements expérimentaux sont 'contaminés' par des réflexions multiples dans les deux tours.

La tour Skytree à Tokyo est une tour japonaise de diffusion numérique, inaugurée en 2012 dans le quartier de Sumida aux abords d'Asakusa, au nord-est de la capitale. Elle est l'une des plus hautes tours du monde, avec un point culminant à 634 mètres. Ses deux observatoires ainsi que le centre commercial à son pied font, depuis son ouverture, partie des principales attractions de Tokyo [17]. La figure 1.9 montre les formes d'ondes correspondantes au courant mesuré à la hauteur de 497 m de la base de tour le 18 mai 2012 et le 6 août 2013.[17]

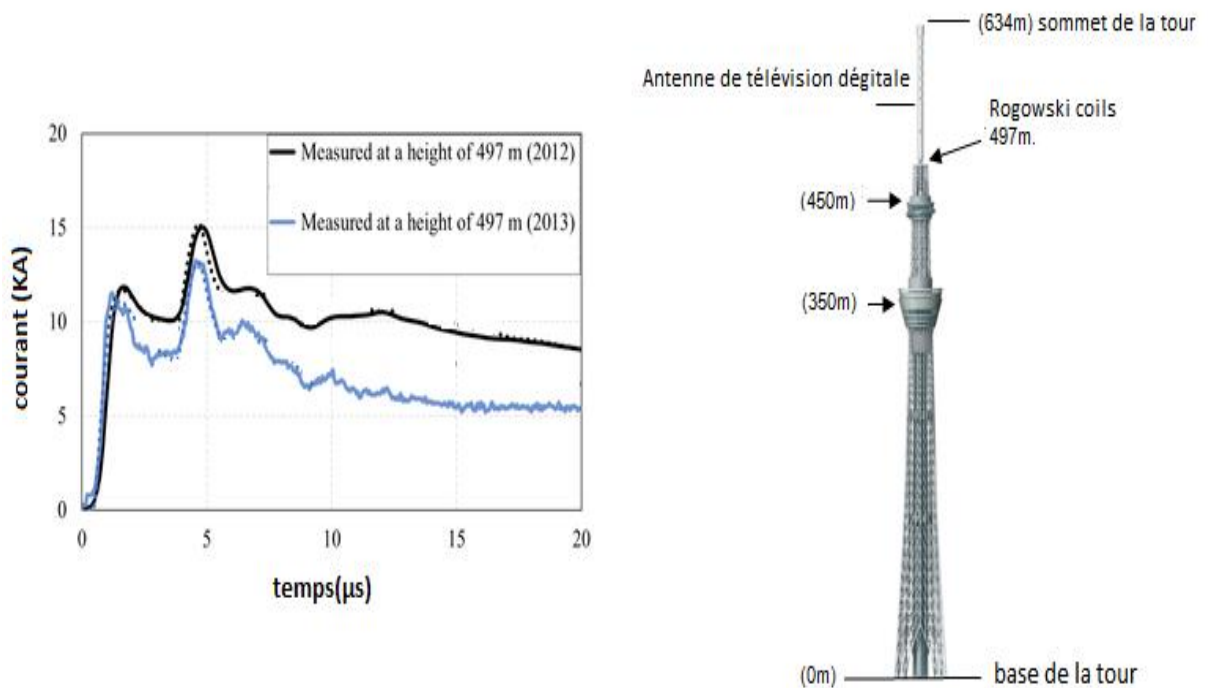


Figure 1.9: Formes d'ondes du courant mesuré à 497 m pour les événements observés le 18 mai 2012 et le 6 août 2013 sur la tour Skytree à Tokyo, (Saito et al., 2015). [17]

Les formes d'onde observées à la figure 1.9 sont typiques au courant de l'arc en retour mesuré à 497 m correspondantes aux deux impacts de foudre observés près du sommet d'une tour élevée (par exemple, Rakov, 2001 [4]). Le deuxième pic ou le pic global dans la Figure 1.9 est essentiellement due à la première réflexion au sol.

1.2.2 Déclenchement artificiel de la foudre

Cette technique est apparue en 1960, [18]. Le principe consiste à déclencher artificiellement des coups de foudre en lançant vers le nuage orageux une petite fusée qui déroule derrière elle un fil métallique dont l'autre extrémité est amarrée au point de mesure (voire la figure 1.10).

Les recherches faites dans ce domaine [3-4], [11], [18] ont observé que la foudre déclenchée artificiellement est du type ascendant et présentant des propriétés semblables à la foudre naturelle frappant les structures élevées. Cependant il y a une différence existante entre le processus classique du déclenchement artificiel de la foudre et son homologue naturel, Il faut être conscient des différences entre certaines propriétés de la foudre déclenchée artificiellement par rapport à la foudre naturelle.

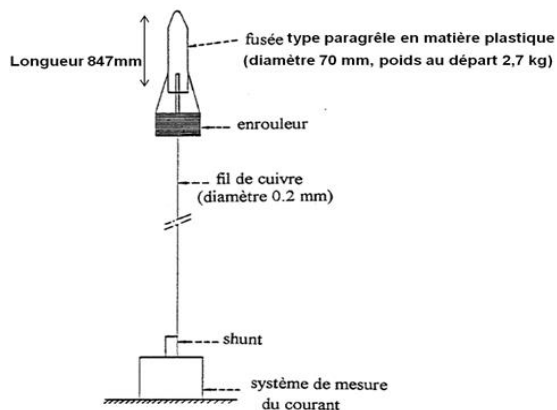


Figure 1.10 : Système de déclenchement artificiel de la foudre [19]

Le fil est enroulé à l'arrière de la fusée et relié au pas de tir et de mesure. Un sandow permet d'absorber la tension due à l'accélération du départ. Le dérouleur permet une vitesse maximale de 180 mètres/seconde. Les rampes de lancement sont constituées de simples guides cylindriques.

1-Phénomène de Foudre en présence d'objets élevés : état de l'art

En l'absence de déclenchement, la fusée peut atteindre une hauteur de 700 mètres en 5 secondes. Mais, l'expérience a montré que la décharge de foudre rejoint la fusée pour des longueurs de fil comprises entre 50 et 500 mètres. Si le déclenchement n'a pas lieu, la fusée et le fil retombent et doivent être récupérés. L'instant de tir d'une fusée est déterminé par la valeur du champ électrique au sol. Un champ électrique de l'ordre de 6 à 10 kilovolts/mètre donne un bon critère de réussite du tir.

A) Site de Saint Privat D'Allier en Haute Loire, France

Ce site est situé à 20 kilomètres à l'ouest du Puy-en-Velay, sur un plateau granitique à environ 1100 mètres d'altitude où le niveau kéraunique est supérieur à 30, en présence d'un sol accidenté et de faible conductivité ($\sigma = 10^{-2}$ Siemens/mètre). Cette station expérimentale a été créée en 1973, [20], époque à laquelle seuls les deux organismes qui avaient contribué à sa réalisation, Electricité de France et le Commissariat à l'Energie Atomique, avaient la charge de son exploitation. Depuis, de nombreuses autres équipes participent aux campagnes expérimentales organisées.

Sa principale originalité est le déclenchement artificiel des coups de foudre par la technique "fusée-fil" dont la validité a été démontrée avec succès par le Professeur M.M. Newman. Le courant de foudre est mesuré à l'aide d'un shunt coaxial résistif, sa dérivée temporelle est déterminée à l'aide d'un anneau inductif. Un moulin à champ effectue la mesure des variations lentes (supérieures à 15 millisecondes) du champ électrostatique provoquées par la décharge alors que les variations rapides sont prises en compte par une antenne capacitive à temps de réponse très court (bande passante s'étendant de quelques Hertz à 100 Kiloherztz). En ce qui concerne le champ électromagnétique rayonné, les mesures sont réalisées à l'aide d'antennes capacitatives pour le champ électrique et de bobinages placés sur un barreau de ferrite pour l'induction magnétique ou bien de capteurs adaptés. Les chaînes de mesure associées ont des bandes passantes comprises entre 300 Hertz et 20 Mégahertz.

Le tableau 1.2 présente la caractérisation du courant de l'arc en retour rapportée par V. A. Rakov à partir des mesures effectuées en France 1986/1990-1991,[3].

Tableau 1.2 : Caractérisation du courant de l'arc en retour en France, [3].

L'endroit	L'année	Nombre d'évènement	Valeur moyenne du pic du courant (kA)	Valeur moyenne du pic de la dérivée du courant (kA/ μ s)
France	1986, 1990-1991	54/47	9.8	36.8

B) Site du Centre spatial Kennedy en Floride

Ce site se situe à l'extrémité du cap Canaveral, entre le Mosquito lagon et l'océan Atlantique, en Floride, au niveau de la mer. La région est plate d'un sol sans irrégularité et en présence de bonne conductivité ($\sigma = 5 \text{ S/m}$). Le champ électromagnétique rayonné à diverses distances du point d'impact subit ainsi un minimum de déformations. De plus, le niveau kéraunique de la région est élevé et atteint 90. Les fronts orageux se forment en général sur le continent et sont poussés vers la côte. Du fait de la latitude faible, la base du nuage est haute et le champ électrostatique au sol est faible.

Des mesures en foudre naturelle ont été réalisées sur ce site du fait que la fonction d'aire de lancement d'engins spatiaux du centre spatial Kennedy, a nécessité une étude précise du phénomène de foudre et de ses effets sur ce type d'installation.

La réussite des déclenchements artificiels de la foudre a permis une nouvelle approche du phénomène sur ce site. Ainsi, en 1985, le Rocket triggered Lightning Program (RTLTP) était lancé à l'initiative de la NASA grâce à l'expérience des équipes françaises de l'ONERA et du CEA/CENG.

Le tableau 1.3 présente la valeur moyenne du pic du courant et de sa dérivée ainsi que le nombre d'évènements effectués en 1985-1991 en Floride adoptés par V. A. Rakov [3].

Tableau 1.3 : Caractérisation du courant de l'arc en retour en Floride [3].

L'endroit	L'année	Nombre d'évènement	Valeur moyenne du pic du courant (kA)	Valeur moyenne du pic de la dérivée du courant (kA/μs)
Floride	1985-1991	305/134	12.1	91.4

C) Site Conghua, Guangdong, Chine

Ce site conçu pour le déclenchement artificiel de foudre se situe à Conghua, au nord de la ville de Guangzhou. En Chine. [18]

Six lanceurs ont été mis en place pour lancer des fusées à foudre déclenchées. Un fil porté par la fusée était relié à un petit paratonnerre de 4 m de hauteur et d'une résistance de mise à la terre de $6,7 \Omega$. Le contrôleur de lancement des fusées et les différents systèmes d'acquisition de données étaient exploités dans une petite maison recouverte d'une feuille de fer, située à environ 90 m au nord-ouest du petit paratonnerre et connecté à un système de mise à la terre d'une

résistance de $7\ \Omega$. Le signal de déclenchement a été produit et transmis par un ensemble de système de fibres qui, au final, ouvrait une batterie de 12 V pour mettre à feu la fusée.

La figure 1.11 montre les formes d'ondes du courant à déclenchement classique de la foudre le 22 juin 2009 (T200902), apportées par Y. Zhang et al. [18]

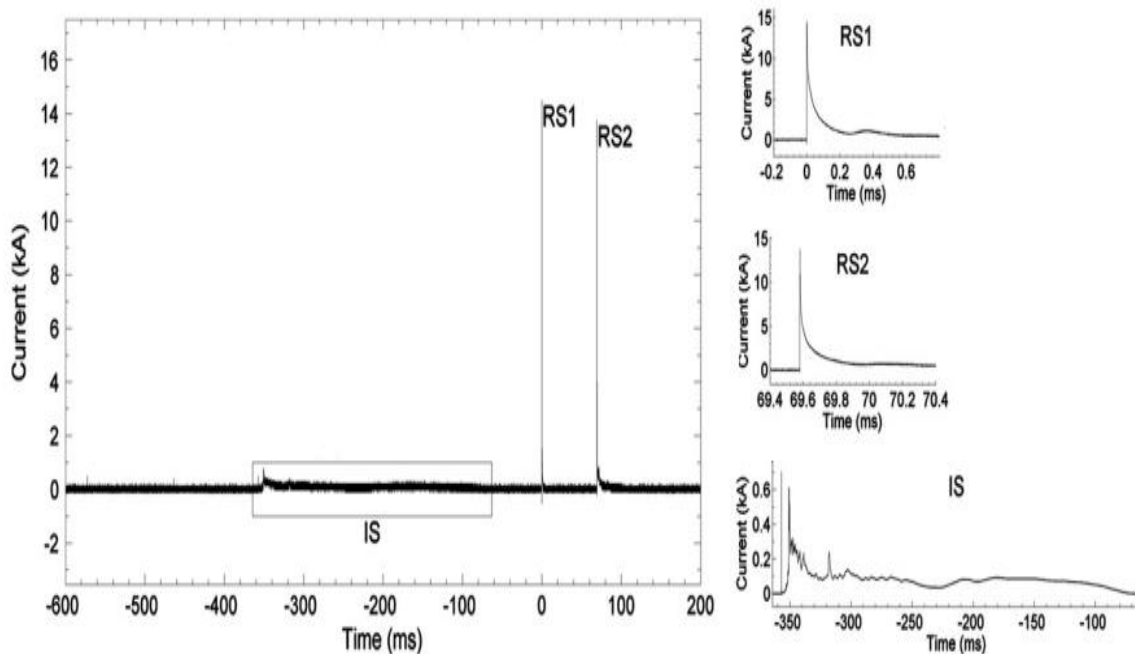


Figure 1.11 : Formes d'ondes du courant à déclenchement classique de la foudre.
RS1 : arc en retour premier, RS2 : arc en retour subséquent, IS : état initiale [18]

Le grand panneau montre la forme d'onde du courant enregistrée par la voie avec une large plage de mesure de $\pm 50\text{ kA}$; les petits panneaux pour RS1 et RS2 sont des expansions d'impulsions dans le grand panneau. La forme d'onde dans le petit panneau pour IS est tracée avec les données collectées par le canal avec une petite plage de mesure de $\pm 1\text{ kA}$.

1.2.3 Estimation indirecte des courants à partir des systèmes de détection de la foudre LLS

Diendorfer et al. [20] ont porté qu'il y a plusieurs techniques pour localiser l'activité de foudre sur les vastes zones. Les détecteurs de foudre où les capteurs de champ électrique et/ou magnétiques sont des appareils qui permettent de capter l'onde électromagnétique générée par une foudre provenant d'un orage et de mesurer les champs électromagnétiques rayonnés. Il existe différents systèmes de détection de la foudre :

1.2.3.1 Moulin à champ au Centre spatial Kennedy de Floride

Un moulin à champ est un instrument de mesure d'un champ électrique statique. En météorologie, cet instrument permet, grâce à l'analyse du champ électrostatique au-dessus de lui, de signaler la présence d'un nuage électriquement chargé traduisant l'imminence de la foudre. Le principe consiste à mesurer la tension alternative créée sur une électrode alternativement masquée et exposée au champ à mesurer. [3]

1.2.3.2 Détecteur de foudre au Centre spatial Kennedy de Floride

Les détecteurs de foudre les plus sophistiqués comportent une antenne à plateau horizontal et deux antennes en boucle placées orthogonalement (à 90 degrés l'une de l'autre) dans la verticale. Un magnéto goniomètre détecte le champ électromagnétique émis par le coup de foudre, ce champ induisant un courant dans les boucles. Il y a un rapport entre la tension de ce signal et l'amplitude du champ magnétique qui équivaut au cosinus de l'angle entre l'antenne en boucle et la direction du coup de foudre. [3] Ce système peut distinguer entre les décharges nuage-sol et les autres formes de foudre ou de l'interférence par la signature électromagnétique.

1.2.3.3 Mesure par Satellite

La détection de la foudre par satellite artificiel s'effectue en balayant la zone de vision pour la détection des flashes lumineux produits par les orages. On utilise pour cela des satellites géostationnaires comme les GOES et METEOSAT qui se situent à environ 36 000 km de la Terre. À cette distance, on peut négliger l'épaisseur de l'atmosphère et la position peut être déduite en latitude et longitude directement. Il faut cependant faire attention à la parallaxe introduite en allant vers les pôles géographiques. Le satellite peut noter plus exactement la position des éclairs et ne souffre pas du problème de discrimination de la source de la foudre étant un capteur unique. La NASA estime à 95 % son taux d'efficacité. Cependant, ses capteurs doivent effectuer un balayage complet du champ de vision avant d'envoyer l'information à un relais terrestre. [3] Les données ne sont donc disponibles que toutes les 5 ou 10 minutes. Certains utilisateurs ne peuvent accepter ce genre de délai.

Dans cette partie du chapitre, les mesures expérimentales du courant de foudre par des tours instrumentées implantées un peu partout dans le monde ont été présentées, et afin d'effectuer des simulations au laboratoire, il faut se munir de modèles mathématiques.

1.3 Formulations mathématiques du courant de foudre en présence d'objets élevés

La caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre nécessite une expression analytique de la forme du courant de foudre mesuré à la base du canal et une modélisation spatio-temporelle de la distribution du courant dans le canal de foudre.

Dans cette section, on va aborder quelques expressions mathématiques pour la modélisation du courant de foudre en présence des tours élevées citées dans la littérature.

1.3.1 Expression analytique du courant d'arc en retour à la base du canal de foudre

Plusieurs auteurs ont proposé des expressions mathématiques pour la modélisation du courant à la base du canal, la fonction analytique introduite par Bruce et Golde [21], [22] était auparavant la plus utilisée. La fonction proposée par Rakov et Dulzon [23] peut reproduire les formes d'onde souhaitées du courant à la base du canal dans la partie ascendante. Les expressions analytiques récemment utilisées pour représenter les courants de base des canaux de foudre sont généralement basées sur la fonction introduite par Heidler dans [24],[25]. La fonction d'Heidler reproduit la partie ascendante concave et la dérivée du second ordre égale à zéro à $t = 0+$. Ces expressions se présentent sous la forme suivante :

1.3.1.1 Modèle bi-exponentielle

Ce modèle est souvent utilisé en raison de sa simplicité, il se prête bien à l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique rayonné par la foudre puisque sa transformée de Fourier s'exprime analytiquement. Ainsi le courant du premier arc en retour a été modélisé par l'expression suivante [26] :

$$i(0,t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (1.1)$$

Quant à l'expression de l'arc en retour subséquent, elle est représentée par la somme de deux fonctions bi-exponentielle [26], elle s'écrit sous la forme suivante :

$$i(0,t) = I_{01}(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02}(e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad (1.2)$$

Avec :

I_0, I_{01} et I_{02} : représentent l'amplitude du courant à la base du canal.

α, β, γ et δ : constantes de temps.

Le tableau 1.4 présente les paramètres de ces deux fonctions [27]. Ces paramètres, liés au temps de montée, à la valeur de crête et à la durée de l'impulsion du courant, ont été déterminés de manière à reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales moyennes, obtenues par Berger publiées dans [2].

Tableau 1.4 Paramètres des fonctions exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal [27]

	$I_{01}(\text{KA})$	$\alpha(s^{-1})$	$\beta(s^{-1})$	$I_{02}(\text{KA})$	$\gamma(s^{-1})$	$\delta(s^{-1})$
Premier arc en retour	33.7	$9.2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$	-	-	-
Arc en retour subséquent	14.3	$18 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^6$	10	10^4	$9.4 \cdot 10^4$

La figure 1.12 présente les formes normalisées des courants en utilisant le modèle bi-exponentiel et en adoptant les paramètres du tableau 1.4

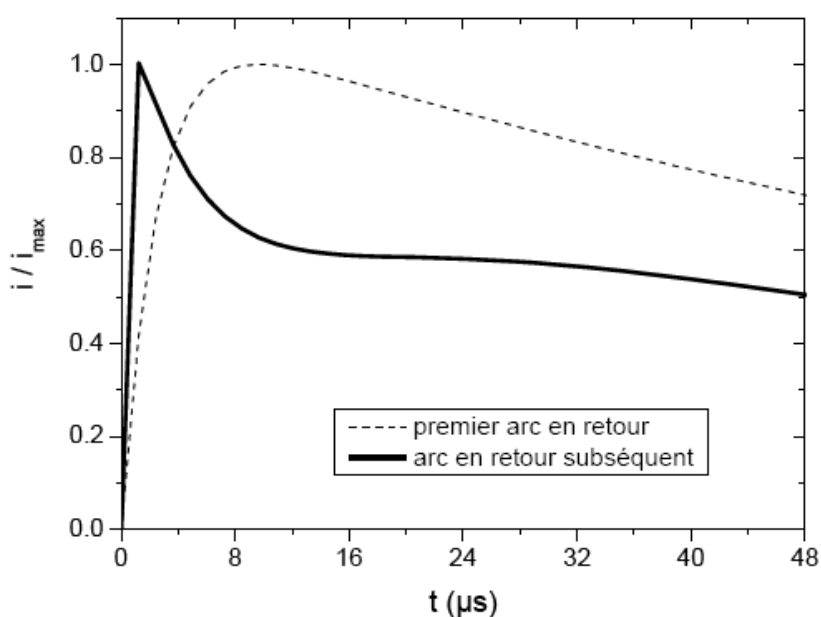


Figure 1.12 : Courant à la base du canal de foudre (normalisé), correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent, calculés à l'aide du modèle bi exponentiel [27].

Les formes normalisées du courant à la base du canal de foudre correspondant au premier arc en retour et celui de l'arc en retour subséquent sont calculées sur une durée de 48 μ s.

1.3.1.2 Modèle d'Heidler

C'est une autre expression analytique proposée par Heidler [24] pour obtenir une forme du courant à la base du canal de foudre proche de celle mesurée lors des campagnes expérimentales. Cette expression est donnée par l'équation suivante :

$$i(0,t) = \left(\frac{I_0}{\eta} \right) \frac{(t/\tau_1)^n}{1 + (t/\tau_1)^n} e^{(-t/\tau_2)} \quad (1.3)$$

Avec :

I_0 : Amplitude du courant à la base du canal,

τ_1 : Temps de montée de l'impulsion du courant,

τ_2 : Durée de l'impulsion du courant,

n : exposant variable entre 2 et 10, et

η : facteur de correction de l'amplitude du courant donné par:

$$\eta = e^{-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)\left(n\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{1/n}} \quad (1.4)$$

Le tableau 1.5 présente les paramètres de la fonction d'Heidler pour simuler des arcs en retour (premiers et subséquents).

Tableau 1.5 Paramètres du courant de foudre à la base du canal en adoptant la fonction d'Heidler [24]

	I_{01} (KA)	τ_{11} (μ s)	τ_{21} (μ s)	$n1$	I_{02} (KA)	τ_{12} (μ s)	τ_{22} (μ s)	$n2$
Premier arc en retour	28	1.8	95	2	-	-	-	-
Arc en retour subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

1.3.1.3 Modèle de la somme de deux fonctions d'Heidler :

Ce Modèle est représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler [24][25] de type équation (1.3) et il correspond le mieux au premier pic typique du courant des arcs en retour subséquents

(valeur du pic de courant 12 kA, dérivée maximale 40 kA/μs) selon les données expérimentales de Berger [2]. Les paramètres de ce courant sont consignés dans le tableau 1.5.

$$i_0(h,t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \times \left(\frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1 + (t/\tau_{11})^{n_1}} \right) \times \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \times \left(\frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1 + (t/\tau_{21})^{n_2}} \right) \times \exp(-t/\tau_{22}) \quad (1.5)$$

Avec les facteurs de correction de l'amplitude du courant η_1 et η_2 donné par :

$$\eta_1 = \exp \left[\left(-\frac{\tau_{11}}{\tau_{12}} \right) \left(n_1 \frac{\tau_{12}}{\tau_{11}} \right)^{1/n_1} \right] \quad (1.5a)$$

$$\eta_2 = \exp \left[\left(-\frac{\tau_{21}}{\tau_{22}} \right) \left(n_2 \frac{\tau_{22}}{\tau_{21}} \right)^{1/n_2} \right] \quad (1.5b)$$

La figure 1.13 présente la courbe du courant à la base du canal de foudre d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (Heidler et la bi exponentielle)

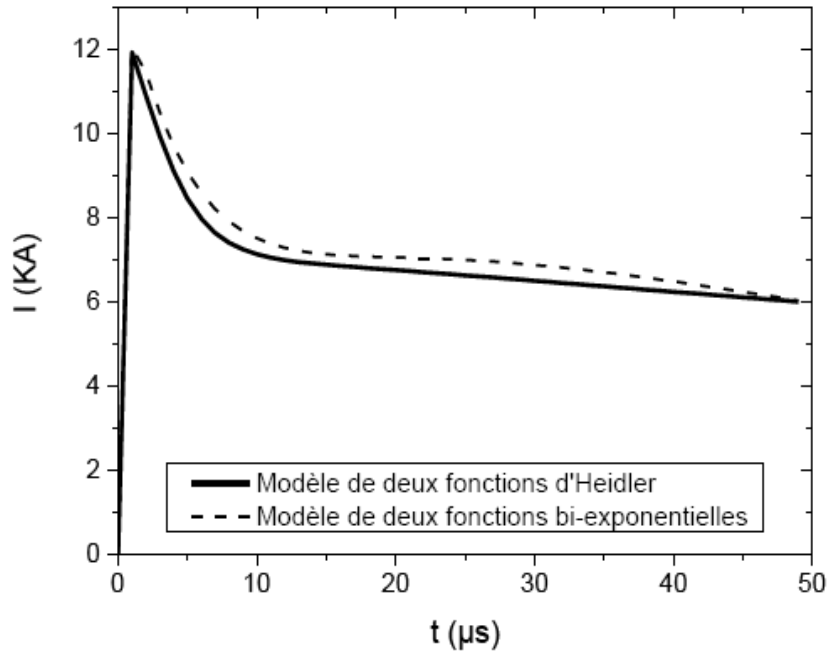


Figure 1.13 : Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux modèle d'Heidler et le modèle bi-exponentiel [24]

D'après la figure 1.13, les deux modèles reproduisent bien la forme d'un courant de foudre typique mesuré à la base du canal de foudre par Berger [2]. Par ailleurs, l'expression (1.3) par rapport à des fonctions exponentielles, permet d'obtenir une dérivée nulle à l'instant $t = 0$ ce qui correspond mieux aux observations expérimentales, de Berger [2] contrairement à la fonction bi-exponentielle, habituellement utilisée.

La Figure 1.14 montre la forme d'onde de la dérivée de l'approximation analytique du courant pour les deux modèles.

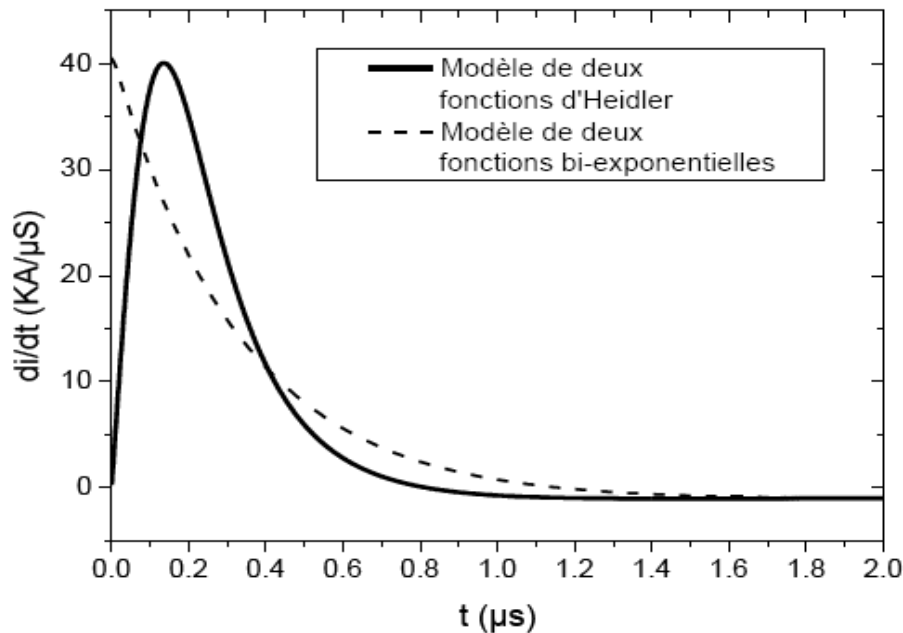


Figure 1.14 : Dérivée de l'approximation analytique du courant pour les deux modèles Heidler et bi-exponentiel [22]

L'expression d'Heidler permet un ajustement de l'amplitude du courant, de sa dérivée maximale et de la quantité de charge transférée en variant presque indépendamment les paramètres I_0 , τ_1 et τ_2 .

En 2002, Heidler et Cvetić [28], ont approximé la transformée de Fourier de la fonction analytique d'Heidler en domaine fréquentiel.

Pour représenter le courant de l'arc en retour subséquent, Rachidi et al. [29] a proposé la somme de deux fonctions d'Heidler. Et pour le premier arc en retour Nucci et Rachidi dans [30], ont proposé l'expression de deux fonctions d'Heidler et les paramètres sont choisis en fonction des données expérimentales de Berger.

Une fonction d'impulsion fût proposée par Feizhou et Shange [31] pour représenter les courants de l'arc en retour de la foudre. Cette fonction possède la continuité de la première dérivation au moment onset = 0, est intégrable dans le temps, et peut être utilisée de manière pratique dans les calculs des champs électromagnétique de la foudre.

1.3.1.4 Modèle Hybride

Proposé par Nucci et al. [22], en 1990, comprenant la fonction d'Heidler et la fonction exponentielle. Ce modèle s'exprime à l'aide de l'expression suivante :

$$i(0,t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta} \right) \frac{(t/\tau_1)^n}{1 + (t/\tau_1)^n} e^{(-t/\tau_2)} + I_{01} \left(e^{(-t/\tau_3)} - e^{(-t/\tau_4)} \right) \quad (1.6)$$

Cette expression est particulièrement appropriée pour l'approximation du front du courant à la base du canal. Les paramètres de l'expression (1.6) correspondant à un courant mesuré lors d'une campagne de déclenchement artificiel de la foudre [32]. Ce courant est caractérisé par un pic de 11 kA et un pic de la dérivée du courant d'environ 105 kA/μs. Le tableau 1.6 présente les paramètres à la base du canal en adopté par [22] correspondant à l'expression (1.6)

Tableau 1.6 Paramètres du courant de foudre à la base du canal en adopté par Nucci [22]

I_{01} (KA)	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)	n	I_{02} (KA)	τ_3 (μs)	τ_4 (μs)
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

1.3.1.5 Modèle d'Andreotti, A. et Verolino [33]

Andreotti et Verolino [33] ont proposé une nouvelle fonction de courant à la base de canal de la foudre présentée dans l'équation (1.7)

$$i_n = \frac{i(t)}{I_0} = \begin{cases} \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^n e^{n \left(1 - \frac{t}{\tau_1} \right)} & \text{pour } 0 \leq \left(\frac{t}{\tau_1} \right) \leq 1 + \frac{\left(\tau_1 / \tau_2 \right)}{n} \\ \left(\frac{n + \left(\tau_1 / \tau_2 \right)}{n} \right)^n e^{-\frac{n \left(\tau_1 / \tau_2 \right)}{n + \left(\tau_1 / \tau_2 \right)} \frac{t}{\tau_1}} & \text{pour } \left(\frac{t}{\tau_1} \right) > 1 + \frac{\left(\tau_1 / \tau_2 \right)}{n} \end{cases} \quad (1.7)$$

Avec

I_0 : Amplitude du courant à la base du canal,

τ_1 : Temps de montée de l'impulsion du courant,

τ_2 : Durée de l'impulsion du courant,

n : Facteur de décroissance du courant.

La figure 1.15 présente une comparaison entre les résultats obtenus pour la fonction proposée par Andreotti, A. et Verolino [33] et celle d'Heidler [26] (figure 1.15 (a)) pour différentes valeurs du facteur de décroissance n .

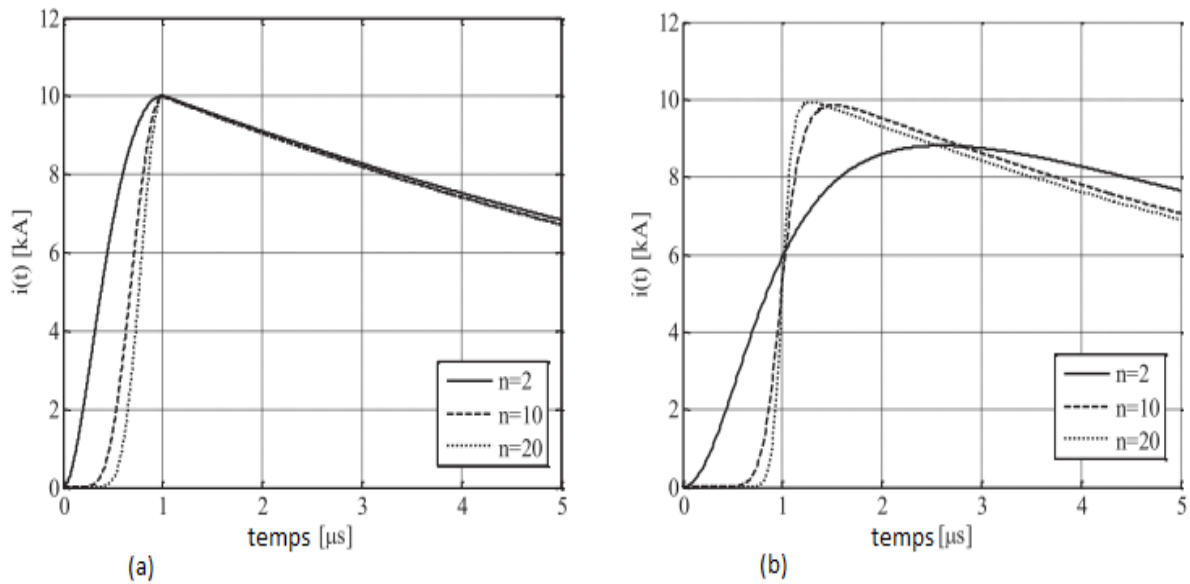


Figure 1.15 : (a) Présente une comparaison entre les résultats obtenus pour la fonction proposée par Andreotti, A. et Verolino et (b) celle d'Heidler pour différentes valeurs du facteur de décroissance n . [33]

Cette comparaison de formes d'ondes instructive entre la fonction proposée (figure 1.15 (a)) et celle d'Heidler (Voir figure 1.15 (b)) s'est effectuée en utilisant les mêmes valeurs pour les paramètres affectant la valeur du pic ($I_0=1\text{KA}$).

Le paramètre affectant le temps de montée de l'impulsion du courant ($\tau_1=1\mu S$), le paramètre affectant le temps de décroissance ($\tau_2=10\mu S$), et le facteur de pente du courant ($n=2,10$ et 20).

Le facteur de décroissance n n'affecte aucunement la valeur de crête du courant sauf lorsqu'il est inférieur ($n = 2$).

1.3.2 Expression analytique de la distribution du courant le long du canal de foudre et le long de la tour

Plusieurs modèles relatifs à la distribution spatio-temporelle du courant de foudre ont été proposés par la communauté scientifique, développés et généralisés pour tenir compte de la présence d'un objet élevé foudroyé à savoir les modèles issus de la théorie des antennes (AT) [34-43] les modèles électromagnétiques hybrides [44-45] et les modèles d'Ingénieurs [46],[47].

1.3.2.1 Modèles issus de la théorie des antennes (AT)

Dans les modèles issus de la théorie des antennes connus sous le nom (AT) modèles [34-38], l'objet élevé (la tour) ainsi que le canal de la foudre sont représentés par des segments de conducteurs minces et le sol a généralement été supposé être parfaitement conducteur. Les équations de Maxwell sont numériquement résolues par la méthode des moments (MoM) qui est une technique de résolution numérique dans le domaine fréquentiel, développée dans les années 1960-1966 par Harrington [34]. Cependant, une contrainte importante dans la théorie des antennes est le temps de calcul qui peut devenir très vite prohibitif.

Le premier modèle de type Théorie des antennes a été proposé par Podgorski et Landt en 1985 sur la tour CN [39,40], en présence d'un sol de conductivité finie pour une hauteur de 509m. Un peu plus-tard, en 2005, la conductivité finie du sol été prise en compte sur la réponse transitoire de la foudre interconnectée avec une tour avec sa mise à la terre par Petrache et al [41],[42], les résultats obtenus par l'utilisation du code NEC-2 de Baba et Ishii [43] ont montré que le coefficient de réflexion de la tour est fortement affecté par la conductivité du sol

1.3.2.2 Modèle du circuit électromagnétique Hybride

Les Modèles électromagnétiques ont été utilisés par les chercheurs de la foudre pour étudier les coups de foudre qui frappent des objets élevés, le modèle dit circuit électromagnétique hybride (HECM) peut être considéré comme une troisième classe de modèles basés sur la théorie électromagnétique et la théorie des circuits.[44], [45].

(HECM) l'acronyme de l'expression anglaise Hybrid Electromagnetic Circuit Model, c'est une combinaison des modèles du circuit et de la théorie électromagnétique [45]. Dans ce modèle, le champ électrique et le champ magnétique sont utilisés pour prendre en compte le

couplage électromagnétique, qui est représenté en termes de quantités de circuit c-à-d en termes de tension et courant.

1.3.2.3 Modèles d'Ingénieur

Pour analyser l'interaction de la foudre avec les objets élevés [46-47], les modèles d'Ingénieur utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour initié du sol [48-49] (voir équation (1.8)), ont été modifiés pour tenir compte de la présence des objets élevés.

Concernant ces modèles d'ingénieurs [46]-[47], la présence d'un objet élevé foudroyé a été pris en compte en le supposant une ligne de transmission uniforme et sans perte et il est supposé que l'impulsion du courant non contaminé $i_0(t)$ est injecté dans le canal de la foudre et la tour au même instant.

L'équation (1.8) généralise les modèles d'ingénieur d'arc en retour initié au sol par Rakov [23],[48] :

$$i(z', t) = P(z') i(0, t - \frac{z'}{v}) u(t - \frac{z'}{v_f}) \quad (1.8)$$

Où :

$u(t)$: la fonction de Heaviside égale à l'unité pour $t \geq \frac{z'}{v_f}$ et zéro ailleurs.

$P(z')$: le facteur d'atténuation.

v_f : la vitesse du front de l'arc en retour.

v : la vitesse de propagation de l'onde du courant.

$P(z')$ a été estimé égale à 1 par V. Rakov et al. [23], pour certains modèles d'ingénieurs comme le modèle de Bruce & Gold (BG) [21], le modèle source de courant mobile (TCS), modèle de la ligne de transmission (TL). [22],[48]

Pour les deux modèles de la ligne de transmission modifiés avec décroissance linéaire (MTLL) et décroissance exponentielle (MTLE) [22], [48]. $P(z')$ est égale à $(1-z'/H)$ et $e^{(-z'/\lambda)}$ respectivement.

Concernant la valeur de la vitesse de propagation de l'onde du courant adopté par Rakov et al. [48] est égale à la vitesse du front de l'arc en retour v_f , seulement pour le cas du modèle BG et TCS où la valeur de la vitesse de propagation de l'onde du courant est égale à l'infinie et à la vitesse de la lumière ($-c$) respectivement.

A) Modèle de Rachidi et al.

En 2002, Rachidi et al. [46] ont développé un modèle qui prend en compte la structure de la tour, fondé à partir de la généralisation des modèles d'ingénieur pour le cas d'un coup de foudre initié au sol [43], où ils ont représenté le canal par une source distribuée.

La distribution du courant le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$) est montrée dans l'équation (1.9)

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] * u \left(t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad (1.9)$$

La distribution du courant le long du canal de foudre ($z' \geq h$) est montrée dans l'équation (1.10)

$$i(z', t) = \left[P(z'-h) i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{v^*} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{c} \right) + (1 - \rho_t) (1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] * u \left(t - \frac{z'-h}{v^*} \right) \quad (1.10)$$

Où :

h Est la hauteur de la tour, H Est la hauteur de l'extension du front de l'arc en retour du canal, $P(z')$ est le facteur atténuation [23], $u(t)$ échelon unité, v^* La vitesse de propagation de l'onde de courant, v La vitesse de propagation du front de l'arc en retour, $i_0(t)$ est le courant de foudre non contaminé. ρ_t et ρ_g sont respectivement les coefficients de réflexions au sommet et la base de la tour donnés par :

$$\rho_t = \frac{Z_t - Z_{ch}}{Z_t + Z_{ch}} \quad (1.11)$$

$$\rho_g = \frac{Z_g - Z_{ch}}{Z_g + Z_{ch}} \quad (1.12)$$

Z_g , Z_t et Z_{ch} sont les impédances caractéristiques à la base de la tour, au sommet de la tour et au canal de foudre respectivement.

Les équations (1.9) et (1.10) sont basées sur le concept du courant 'non contaminé' ($i_0(t)$) qui représente le courant idéal qui serait mesuré au sommet de la tour si les coefficients de réflexion à ses deux extrémités sont nuls (le tableau 1.7 illustre un exemple de ce courant).

Tableau 1.7 : Paramètres du courant non contaminé à la base du canal, $i_0(t)$. [29]

$I_{01}(A)$	$\tau_{11} (\mu S)$	$\tau_{12} (\mu S)$	n_1	$I_{02}(A)$	$\tau_{21} (\mu S)$	$\tau_{22} (\mu S)$	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

La figure 1.16 présente le principe physique du modèle proposé par Rachidi et al. Qui annonce que le courant injecté au sommet de la tour se divise en deux, un premier courant qui se propage le long du canal de foudre avec la vitesse de l'arc en retour v et un deuxième courant qui se propage vers le sol, le long de la tour, avec la vitesse de la lumière c .

Après les réflexions à la base et au sommet de la tour, une partie du deuxième courant va être transmise au canal de foudre ; cette onde transmise, qui est supposée se propager avec la vitesse de la lumière, trouve sur son chemin le front de l'arc en retour (premier courant) se propageant à la vitesse de la lumière, Pavanello et al. [50] ont soulevé que ceci est physiquement inconcevable (l'onde transmise n'est pas autorisée à être au-devant du front de l'arc en retour).

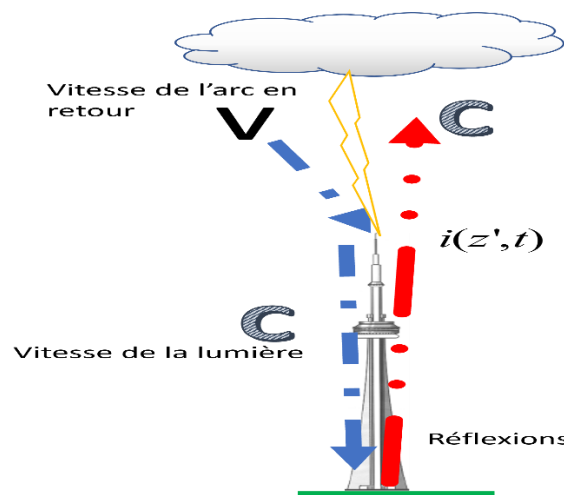


Figure 1.16 : Principe physique du modèle proposé par Rachidi et al.

Ainsi, cette approche proposée par Rachidi et al [46]. Entraîne une discontinuité au front du courant de l'arc en retour. (Voir figure 1.17).

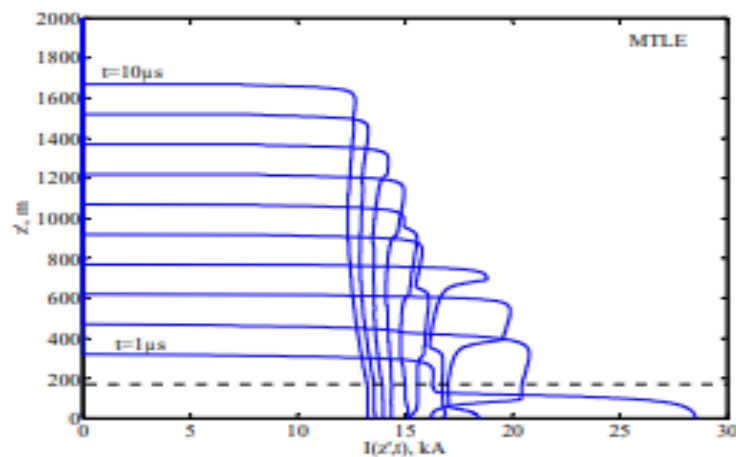


Figure 1.17: Distribution spatiotemporelle du courant. [51]

La figure 1.17 a présenté la distribution du courant en adoptant le modèle MTLE avec $\lambda=2000\text{m}$. selon le modèle de Rachidi et al. La vitesse de l'arc en retour fut supposée égale à $150\text{ m}/\mu\text{s}$. La distribution du courant fut tracée pour 10 instants ($1\mu\text{s}, 2\mu\text{s}, \dots, 10\mu\text{s}$).

Bien qu'une telle discontinuité ne puisse pas être concevable d'un point de vue physique cependant, Rachidi et al. [46],[52] ont remédié à ce problème de discontinuité, en ajoutant un terme additionnel communément appelé « **turn-on term** » dans les équations du champ électromagnétique. La géométrie adoptée par ces chercheurs est présentée dans la figure 1.18.

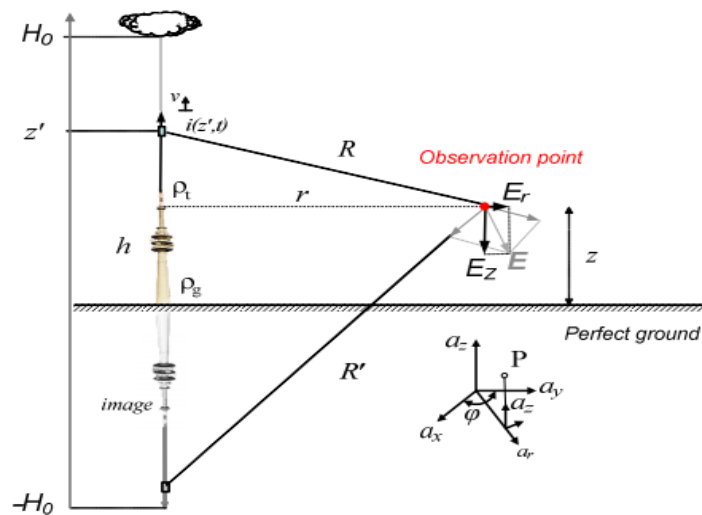


Figure 1.18 : Géométrie adoptée pour le calcul du champ électromagnétique de la foudre [52]

Les équations (1.13, 1.14 et 1.15) permettent de décrire respectivement les différentes composantes du champ électromagnétique [52] :

$$dE_z(r, z, z', t) = \frac{dz'}{(4\pi\epsilon_0)} \left[\frac{(2(z-z')^2 - r^2)}{R^6} \int_{R/c}^t i(z, \tau - \frac{R}{c}) d\tau + \frac{(2(z-z')^2 - r^2)}{cR^4} i(z', t - \frac{R}{c}) - \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \quad (1.13)$$

$$dE_r(r, z, z', t) = \frac{dz'}{(4\pi\epsilon_0)} \left[\frac{(3r(z-z'))}{R^5} \int_{R/c}^t i(z, \tau - \frac{R}{c}) d\tau + \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - \frac{R}{c}) - \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \quad (1.14)$$

$$dH_{\varphi}(r, z, z', t) = \frac{dz'}{(4\pi\epsilon_0)} \left[\frac{r}{R^3} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} + \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \quad (1.15)$$

Avec : $R = \sqrt{r^2 + (z - z')^2}$

ϵ_0 : Est la permittivité diélectrique du vide.

μ_0 : La perméabilité magnétique du vide.

C : La vitesse de la lumière,

R : La distance du dipôle au point d'observation et r la distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation P .

E_r, E_z : le champ électrique radial et vertical respectivement ; H_ϕ : le champ magnétique azimutal.

Les trois termes intervenant dans les équations (1.13) et (1.14) représentent respectivement les champs électrostatiques, d'induction et de rayonnement, tandis que le premier terme de l'équation (1.15) représente le champ d'induction et le second est le champ de rayonnement.

Les champs, électrique et magnétique totaux s'obtiennent par l'intégration des équations (1.13) -(1.15) le long du canal et de son image.

En présence d'une discontinuité de courant, le terme de rayonnement, à savoir le dernier terme dans chaque équation, qui est proportionnelle à la dérivée du courant, présente une singularité qui doit être traitée séparément [53].

Les expressions finales pour « **turn-on term** », dans laquelle la vitesse apparente de front apparaît comme l'inverse de l'expression entre parenthèses sont donnés par [51],[53] :

$$E_r / \text{turn-on} = \frac{(I_{\text{front}}(H).r}{(4\pi\epsilon_0 c R^2)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H)}{cR} \right]} - \frac{(I_{\text{front}}(H).r}{(4\pi\epsilon_0 c R'^2)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H')}{cR'} \right]} \quad (1.16)$$

$$E_z / \text{turn-on} = -\frac{(I_{\text{front}}(H).r^2}{(4\pi\epsilon_0 c^2 R^3)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H)}{cR} \right]} - \frac{(I_{\text{front}}(H).r}{(4\pi c R'^3)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H')}{cR'} \right]} \quad (1.17)$$

$$H_\phi / \text{turn-on} = \frac{(I_{\text{front}}(H).r(z-H))}{(4\pi c^2 R^3)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H)}{cR} \right]} + \frac{(I_{\text{front}}(H).r(z-H'))}{(4\pi c^2 R'^3)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H')}{cR'} \right]} \quad (1.18)$$

B) Modèle de Baba et Rakov

En 2005, Baba et Rakov [47] ont adopté une autre approche équivalente à celle de Rachidi [44], basée sur le concept d'une série de tension dans la jonction canal-tour, en considérant la distribution du courant le long de la tour et le long du canal en terme du courant de court-circuit $i_{sc}(t)$ qui est égale à deux fois le courant non contaminé (équation 1.19).

$$i_{sc}(t) = 2 i_0(t) \quad (1.19)$$

Les paramètres du courant de court-circuit $i_{sc}(t)$ correspondant à l'équation (1.19) sont portés au tableau 1.5.

La distribution du courant le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$)

$$i(z', t) = \frac{(1 - \rho_t)}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i_{sc} \left(h, t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_{sc} \left(h, t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \quad (1.20)$$

La distribution du courant le long du canal de foudre ($z' \geq h$)

$$i(z', t) = \frac{1 - \rho_t}{2} \left[i_{sc} \left(h, t - \frac{z' - h}{v} \right) + \sum_{n=0}^{\infty} \rho_t^n \rho_g^{n+1} (1 + \rho_t) i_{sc} \left(h, t - \frac{h - z'}{v} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \quad (1.21)$$

La figure 1.19 présente un schéma du principe physique du modèle de Baba et Rakov.

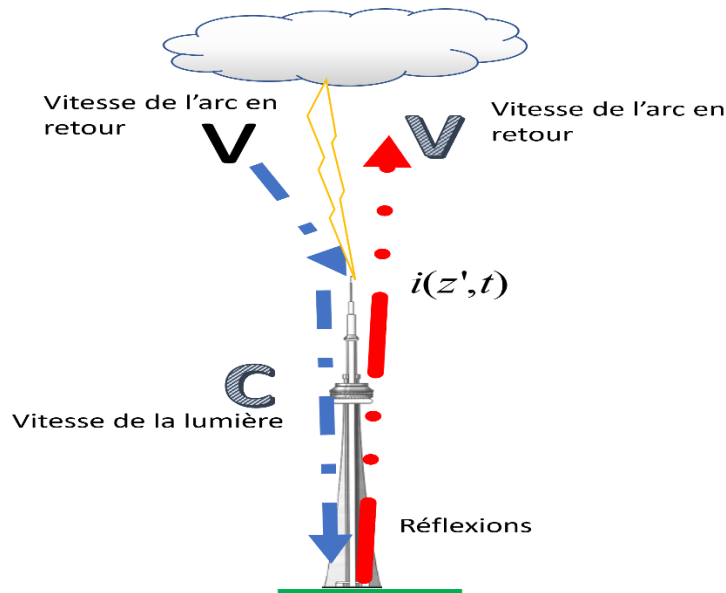


Figure 1.19 : Principe physique du modèle proposé par Baba et Rakov

Selon la figure 1.19, l'approche proposée par Baba et Rakov dénonce que le courant injecté au sommet de la tour se divise en deux, un premier courant qui se propage le long du canal de foudre avec la vitesse de l'arc en retour v et un deuxième courant qui se propage vers le sol tout le long de la tour, avec la vitesse de la lumière c . Après les réflexions à la base et au sommet de la tour, une partie du deuxième courant va être transmise au canal de foudre avec la vitesse de l'arc en retour v .

Ceci a pu éliminer la discontinuité du courant de l'arc en retour observée au modèle de Rachidi et al.[46], car toutes les ondes sont transmises avec la même vitesse v , cependant, Aucune preuve expérimentale n'est disponible pour donner plus de crédibilité à cette hypothèse qui déclare que les ondes réfléchies se propageant dans le canal à la même vitesse de l'onde de l'arc en retour.

Notons que les récents progrès de recherches en matière de modélisation du courant de foudre interconnectée avec un objet élevé ont révélé l'existence de deux modèles théoriques classiques uniques de la distribution spatiotemporelle du courant à travers l'objet élevé et à travers le canal de foudre [46] [47] ; tous deux basés sur des approches mathématiques non vérifiés physiquement, ce qui a engendré la nécessité de réviser ces approches théoriques afin de se rapprocher le plus des caractéristiques du phénomène de foudre, en particulier en présence de structures élevées [54]. Les progrès accomplis dans la connaissance des phénomènes de foudre permettent de mieux préciser la conduite à tenir pour la protection des biens et des êtres vivants [55-57].

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons abordé un état de l'art sur le phénomène de foudre en présence d'objets élevés en rassemblant quelques données expérimentales sur le courant de l'arc en retour de la foudre obtenus à l'aide de différents moyens de mesures expérimentaux à savoir : (1) les tours instrumentées, (2) le déclenchement artificiel de la foudre et (3) à partir des systèmes de détection de la foudre. Ce chapitre souligne et soulève des remarques et des observations de ces mesures expérimentales, qui donnent lieu à de nouvelles investigations.

1. Pour les tours d'une hauteur supérieure à 100 m, la contribution de la tour au pic du champ électrique total est plus importante que celle des hauteurs inférieures.

1-Phénomène de Foudre en présence d'objets élevés : état de l'art

2. Le courant de crête du premier arc en retour négatif est supérieur à celui des arcs en retour subséquents négatifs.
3. La valeur maximale de la variation du courant du premier arc en retour négative se trouve être supérieure à celle d'un arc subséquent.
4. Le temps de montée d'un courant du premier arc en retour négatif est moins rapide que celui du courant de l'arc en retour subséquent.
5. La durée temporelle de l'impulsion du courant pour un premier arc en retour est supérieure à celle de l'arc en retour subséquent.
6. Les mesures de champs électromagnétiques rayonnés par la foudre sont affectées par la présence de la tour.
7. Le coefficient de réflexion négatif peut être associé au sommet de la tour. Il représente la discontinuité entre la tour et l'impédance équivalente du canal de foudre.
8. La description statique la plus complète des paramètres du courant de foudre est donnée par les mesures expérimentales effectuées sur des petites tours de 70m et 90m à Lugano en suisse.
9. Le Pic du courant au sommet de la tour est inférieur à celui de la base de la tour.

Bien que l'étude expérimentale de la foudre est d'une grande importance dans la compréhension de l'activité de ce phénomène naturel, elle reste tout de même très délicate à mener vu l'aspect aléatoire qui caractérise la foudre et l'impossibilité de contrôler l'instant et le lieu où elle peut frapper malgré la possibilité de la déclenchée artificiellement, ça n'empêche pas de préciser que disposer d'un modèle prédictif du rayonnement électromagnétique de la foudre est d'une grande utilité pour une caractérisation bien détaillée sur le plan spatio-temporel.

La seconde partie de ce chapitre a mis en évidence l'étude théorique des modèles existants dans la littérature, qui modélisent le courant à la base du canal et la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre et le long de l'objet élevé.

Le chapitre 2 sera consacré à l'application des deux modèles théoriques d'ingénieurs classiques pour modéliser le courant de l'arc en retour en présence d'objets élevés.

Chapitre2

Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

2.1 Introduction

Les chercheurs intéressés par le phénomène de foudre ont tenu compte du fait que la foudre est attirée par les objets élevés pointus constitués de matériaux conducteurs pour en tirer profits et faire d'eux un moyen très intéressant pour effectuer les mesures expérimentales.

Cependant les observations tirées à partir des résultats de mesures expérimentales obtenues à l'aide des tours instrumentées élevées implantées un peu partout dans le monde comme celle d'Ostankino construite à Moscow [4], la tour CN à Toronto au Canada [5], la tour Peissenberg située en Allemagne [7], la tour Gaisberg en Autriche [9], la tour Säntis en Suisse [16] et Skytree à Tokyo au Japon [17], ainsi que les analyses théoriques (exemple [1-17], [24-26],[41],[46], [58-62]) ont mis en évidence que la présence de la tour affecte le courant de l'arc en retour mesuré.

Certains modèles théoriques de l'arc en retour les plus utilisés et les plus cités dans la littérature, initialement développés pour le cas des arcs en retour initiés au sol [21-23],[48] ont été modifiés pour tenir compte de la présence de la tour ([46], [47]).

Ces modèles de la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre et le long de l'objet élevé dit les modèles d'ingénieurs, dépendent essentiellement des paramètres mesurés comme le courant à la base du canal, la vitesse de l'arc en retour ainsi que les paramètres de l'objet élevé.

Ce chapitre est consacré entièrement à la simulation et à l'analyse de la forme d'onde du courant de l'arc en retour de foudre au sommet et à la base de l'objet élevé puisqu'il est parmi les paramètres les plus importants dans le calcul du champ électromagnétique rayonné de la foudre, les résultats de simulation seront comparés à ceux mesurés expérimentalement et à ceux d'un coup de foudre interconnecté avec le sol.

2.2 Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

Afin de caractériser le courant de foudre en présence d'objets élevés, il faut bien spécifier et configurer la géométrie du problème. La figure 2.1 présente la géométrie du problème proposée pour ce chapitre.

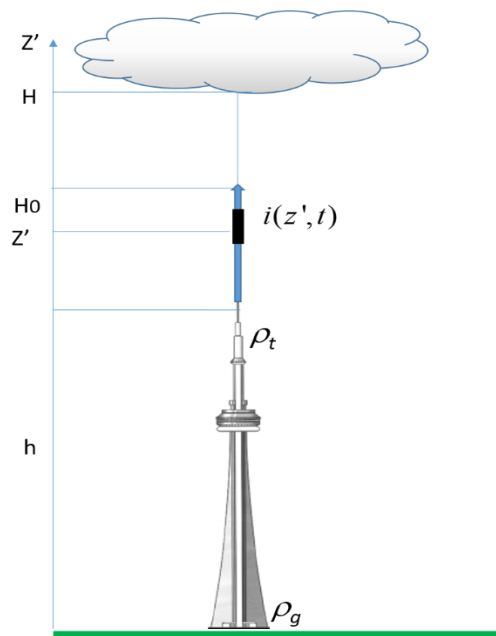


Figure 2.1 : Géométrie du problème

Où h, ρ_t et ρ_g représentent la hauteur, le coefficient de réflexion au sommet et à la base de la tour respectivement. $i(z', t)$: C'est le courant de l'arc en retour. H : la hauteur totale du canal de foudre.

Le calcul du champ électromagnétique nécessite :

1. Une expression analytique du courant de foudre mesuré à la base du canal.
2. Une modélisation spatio-temporelle de la distribution du courant dans le canal de foudre et le long de la structure élevée.
3. Une méthode de modélisation numérique.

3.2.1 Technique de modélisation FDTD en 2D

Dans notre étude, la méthode des différences finies en coordonnées cylindriques est appliquée pour modéliser le courant de l'arc en retour de la foudre interconnectée avec un objet élevé, cette technique usuelle et simple, a été proposée par Yee en 1966, [63] qui consiste à approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences finies centrées ou combinaison de valeurs ponctuelles de la fonction en un nombre fini de points discrets ou nœud de maillage,

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times H = \sigma E + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2.2)$$

Plus tard, en 1975, le schéma de Yee a été généralisé par A. Taflove [64], en introduisant des termes de conductivité électrique et magnétique autorisant le traitement des pertes.

La discrétisation spatiale et temporelle dans les coordonnées cylindriques des opérateurs de dérivation des équations (2.1) et (2.2) par la méthode 2D-FDTD utilise un schéma de différences finies centrées. L'équation (2.3) montre les opérateurs de dérivation du champ magnétique comme suit :

$$\frac{\partial H_\phi}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \quad (2.3)$$

La dérivation de l'opérateur du champ électrique horizontal et vertical de foudre est présentée dans les équations (2.4) et (2.5) respectivement.

$$\sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = -\frac{\partial H_\phi}{\partial z} \quad (2.4)$$

$$\sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi) \quad (2.5)$$

La technique FDTD-2D consiste à discrétiser le domaine de calcul en petits carrés de dimension r et z, comme le montre la figure 2.2.

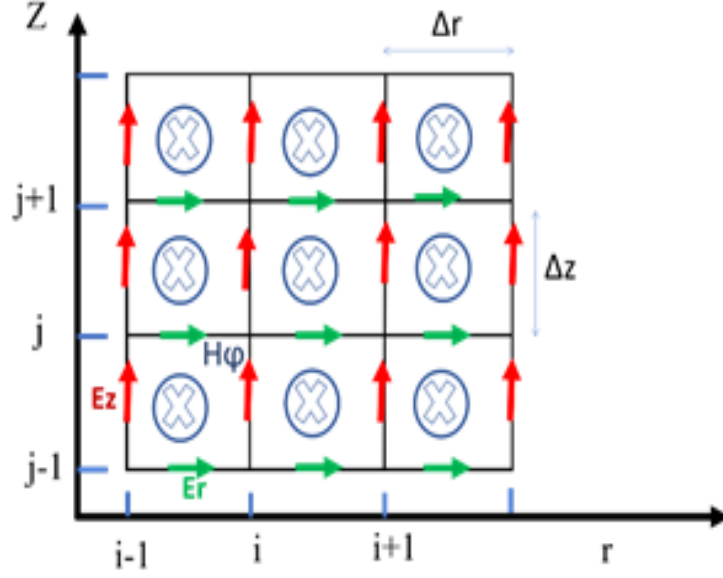


Figure 2.2 : Domaine de calcul FDTD-2D

Le schéma FDTD en 2 Dimensions converge vers la solution si l'erreur ponctuelle s'approche de zéro [55], pour les pas-dimensionnels mutuels (pas spatiaux et temporels).

Le critère de stabilité de la convergence est exprimé comme suit :

$$\Delta t \leq \min \frac{(\Delta r, \Delta z)}{2c} \quad (2.6)$$

Comme tout algorithme, le domaine de résolution doit être délimité, ceci est accompli en tronquant le maillage et en utilisant des conditions aux limites absorbantes (ABC). Afin de résoudre les équations mathématiques du champ électromagnétique de la foudre par la méthode FDTD-2D, on utilise des conditions aux limites absorbantes (ABC).

Les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre [65] sont adoptées dans le calcul pour simuler l'environnement sans limites.

3.2.2 Paramètres de simulation et Résultats

La géométrie adoptée pour le calcul et la caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés est illustrée par la Figure 2.1.

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

Les pas spatiaux pour l'axe r et l'axe z respectivement dans le système de coordonnées cylindriques sont : $\Delta r = \Delta z = 1\text{m}$, le pas de temps $\Delta t = 1\text{ns}$. La vitesse de l'arc en retour est fixée à $1,5 \times 10^8 \text{ m/s}$.

La permittivité relative $\epsilon_r = 10$ lorsque la conductivité du sol σ est fixée à 0.01 S/m et 0.001 S/m . Dans le cas d'un sol parfait, $\epsilon_r = 1$.

Les paramètres des objets élevés instrumentés sont mentionnés dans le tableau 2.1, conformément à la géométrie proposée (figure 2.1).

Tableau 2.1. Paramètres des objets élevés

Tour élevée	hauteur (m)	Coefficient de réflexion au sommet de la tour	Coefficient de réflexion à la base de la tour
Gaisberg [66]	100	-0.45	0.8
Peissenberg [7]	168	-0.53	0.7
CN [5]	553	-0.366	0.8
Skytree [15]	634	-0.60	0.52

3.2.2.1 Application du modèle de Rachidi et al.[46] pour la distribution spatiotemporelle du courant

Comme présenté au chapitre 1, le modèle de la distribution spatiotemporelle du courant de Rachidi et al [46] est donné par les équations (1.9) et (1.10) qui sont basées sur le concept du courant 'non contaminé ($i_0(t)$). Dans cette section, on va appliquer ce modèle afin de caractériser le courant pour chaque tour élevée. Les paramètres des objets élevés instrumentés sont mentionnés dans le tableau 2.1.

Le modèle du courant à la base du canal utilisé dans la compilation est celui de la somme de deux fonctions d'Heidler (expression 1.5 au chapitre 1) dont les paramètres sont portés au tableau 1.7.

Les figures 2.3, 2.4, 2.5 et 2.6 présentent les formes d'ondes du courant calculé au sommet et à la base de la tour Gaisberg (100m), Peissenberg (168m), CN (553m) et Skytree (634m) respectivement.

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

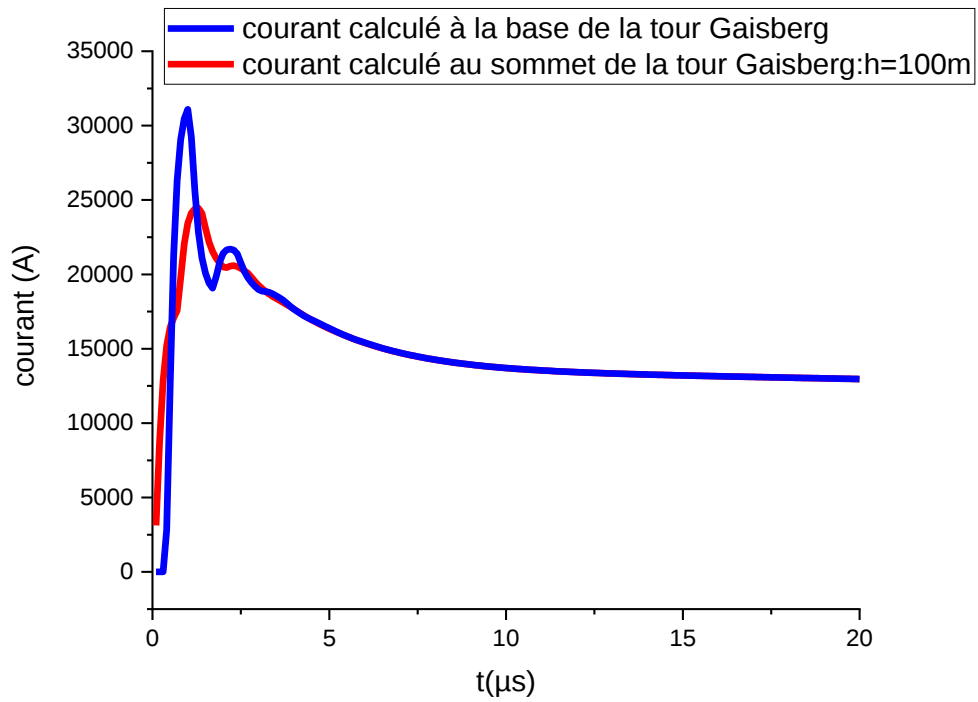


Figure 2.3 : Formes d'ondes du courant au sommet et à la base de la tour Gaisberg (100m)

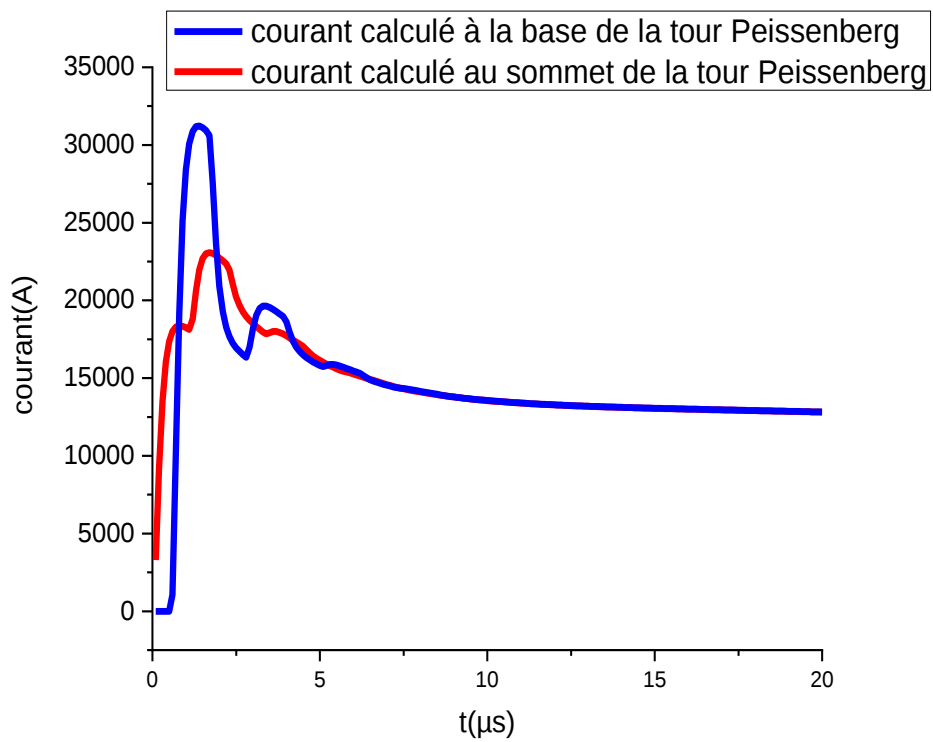


Figure 2.4 : Formes d'ondes du courant au sommet et à la base de la tour Peissenberg (168m)

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

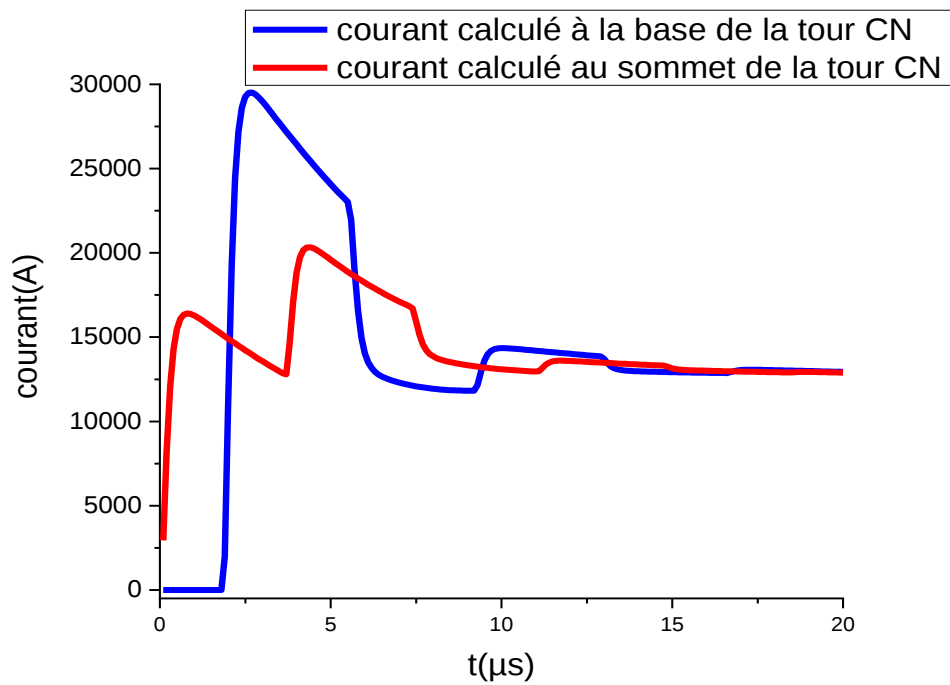


Figure 2.5 : Formes d'ondes du courant au sommet et à la base de la tour CN (553m)

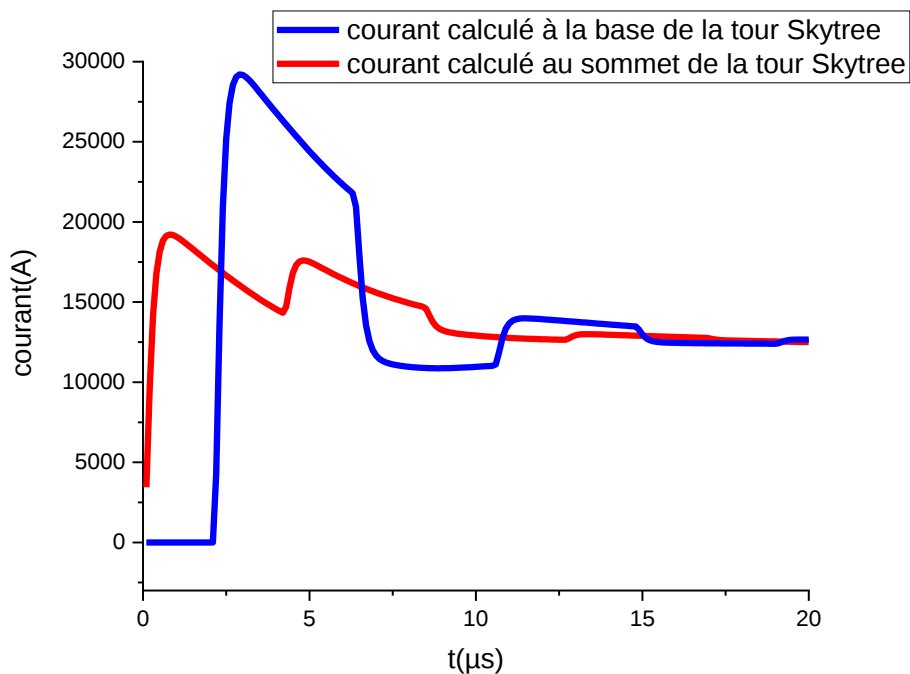


Figure 2.6 : Formes d'ondes du courant au sommet et à la base de la tour Skytree (634m)

- Les résultats des formes d'ondes du courant montrent clairement les réflexions multiples aux deux extrémités (au sommet et à la base) des tours Gaisberg, Peissenberg, CN et Skytree.

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

- Le courant à la base des quatre tours a une valeur du pic élevée comparée au courant au sommet ; dû aux réflexions au niveau du sol,
- La forme d'onde du courant à la base des tours possède deux maximums (local et global) avec des temps de montées rapides et une bande étroite pour les deux petites tours et une large bande pour les grandes tours CN et Skytree.
- Le courant au sommet des tours possède trois amplitudes dont la large bande augmente pour les grandes tours comme CN et Skytree et diminue pour les deux petites tours Peissenberg et Gaisberg.
- Le courant au sommet des quatre tours possède une certaine valeur initiale différente de zéro à $t=0$.
- Le courant à la base est nul à l'instant $t=0$ dû au décalage temporel et spatial de la propagation de l'onde de courant du sommet de la tour vers la base.
- La forme d'onde du courant en présence des tours est complexe dû à la structure elle-même des tours, comme l'a précisé Shostak et al. [6].

Les résultats des figures 2.3-2.6 sont obtenus par des tours instrumentées ($h= 100\text{m}$, 168m , 553m et 634m) sans qu'il y' ait une prise en considération de la position des capteurs du courant de mesure installés sur ces tours dans la réalité, voire tableau 2.2.

Tableau 2.2. Position réelle du capteur de courant installé sur les objets élevés

Tour élevée	hauteur (m)	Position du Capteur de mesure du courant de foudre sur la tour
Gaisberg [9]	100	80-170m
Peissenberg [7]	168	5m-160m
CN [5]	553	47m- 447m- 509m
Skytree [15]	634	350m-450m-497m

3.2.2.2 Application du modèle de Baba et Rakov [47] pour la distribution spatiotemporelle du courant

Dans cette section, on va appliquer le modèle de la distribution spatiotemporelle du courant de Baba et Rakov [47] qui est donné par les équations (1.20) et (1.21) basés sur le concept du courant de court-circuit $i_{sc}(t)$ dont les paramètres sont les suivants : $I_{01}=10.7\text{kA}$, $I_{02}=6.5\text{kA}$, $\tau_{11}=0.25\mu\text{s}$, $\tau_{12}=2.5\mu\text{s}$, $\tau_{21}=2\mu\text{s}$, $\tau_{22}=230\mu\text{s}$, $n_1=2$ et $n_2=2$. Ces paramètres correspondent au modèle de la somme de deux fonctions d'Heidler (expression 1.5 au chapitre 1), les données des objets élevés instrumentés sont mentionnées dans le tableau 2.1.

La caractérisation du courant est effectuée pour chaque cas de tour élevée instrumentée de capteurs installés sur des hauteurs semblables à celle en réalité (voir tableau 2.2), (80-m [9], 160-m [7], 509-m [5] et 497-m [15]) (voir tableau 2.2).

Les figures 2.7, 2.8, 2.9 et 2.10 présentent les formes d'ondes du courant au sommet et à la base de la tour Gaisberg (100m), Peissenberg (168m), CN (553m) et Skytree (634m) respectivement.

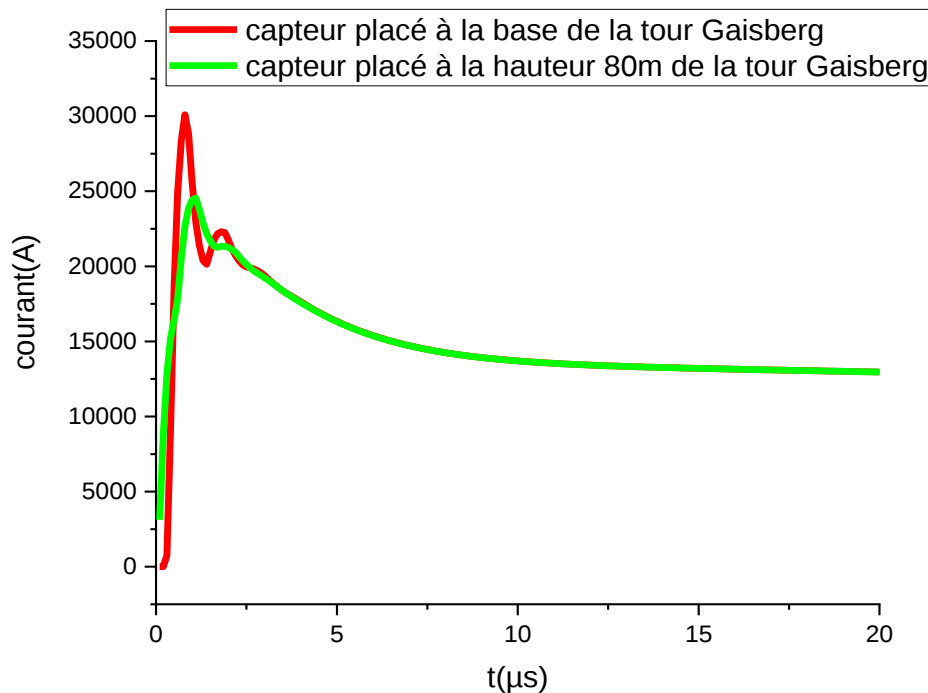


Figure 2.7 : Formes d'ondes du courant au sommet et à la base de la tour Gaisberg (100m)

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

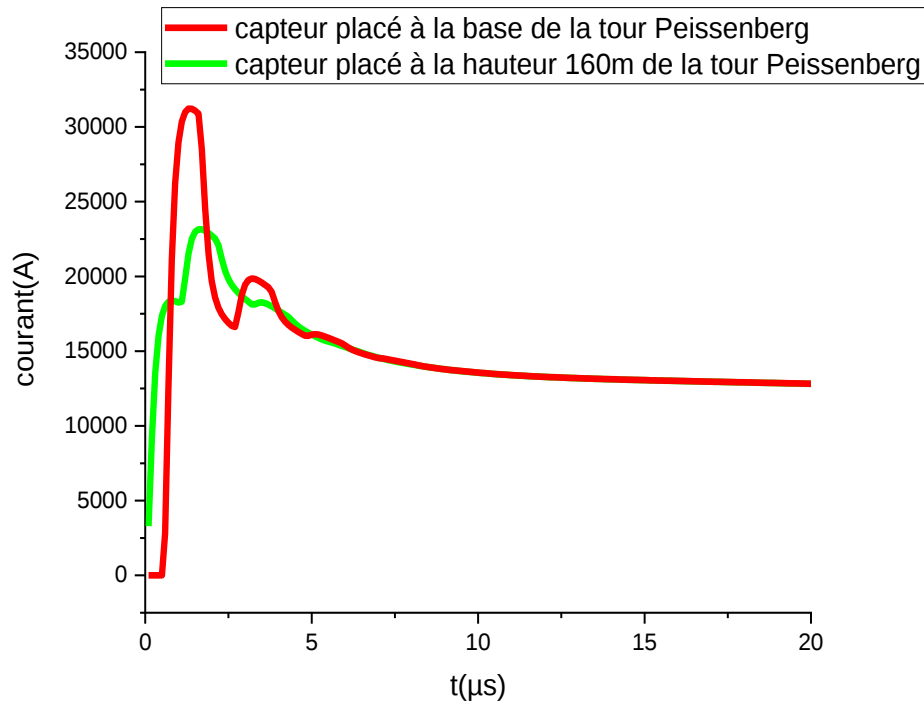


Figure 2.8 : Formes d'ondes du courant au sommet et à la base de la tour Peissenberg (168m)

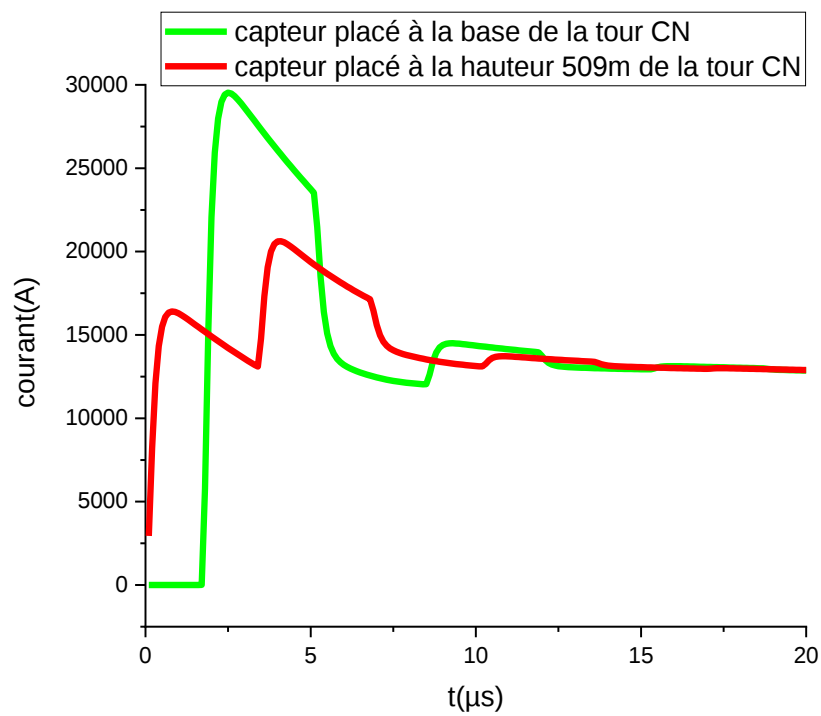


Figure 2.9 : Formes d'ondes du courant au sommet et à la base de la tour CN (553m)

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

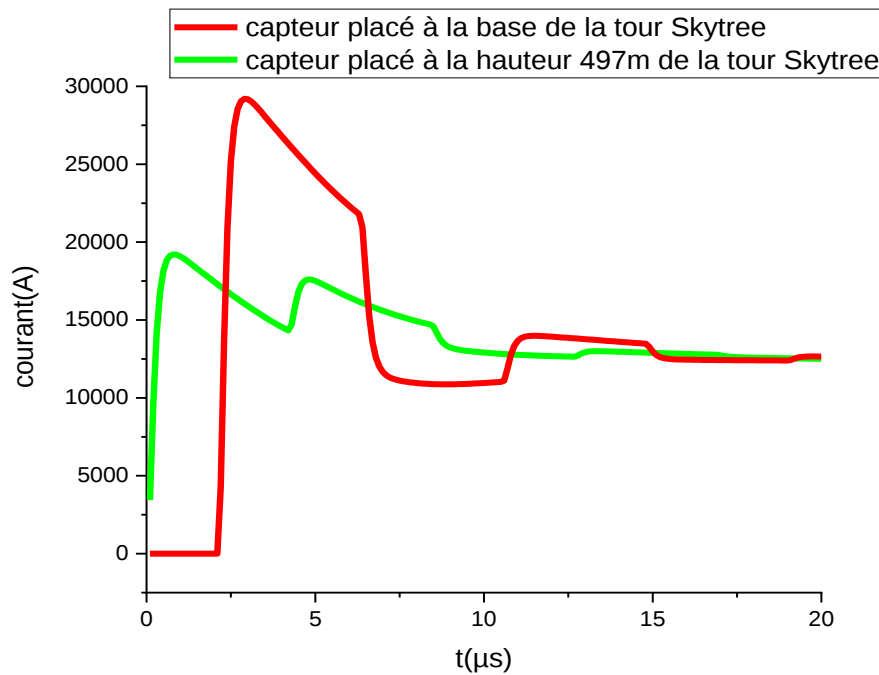


Figure 2.10 : Formes d'ondes du courant au sommet et à la base de la tour Skytree (634m)

Les résultats sont obtenus pour des tours instrumentées (100m, 168m, 553m et 634m), en tenant compte de la position réelles des capteurs du courant de mesure installés sur ces tours comme dans la réalité, voire tableau 2.2.

À partir des formes d'ondes présentées dans les figures (2.7-2.10) on peut dire que :

- Le courant injecté dans notre code de calcul lors de l'application du modèle de Baba et Rakov est le courant de court-circuit $i_{st}(t)$ adopté par Heidler [24] mesuré à la base du canal (voir tableau I.7).
- Le courant du sommet des tours possède une valeur initiale (à $t=0$) non nulle comme ça été observée par les mesures expérimentales contrairement à celui calculé à la base.
- Le pic maximal du courant à la base des tours est d'environ 30KA, et au sommet est de l'ordre de 50KA.
- La large bande des pics est en relation étroite avec la hauteur des tours.

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

S. Guerrieri et al. [67] ont présenté une forme d'onde du courant mesuré au sommet de la tour Peissenberg montrée à la figure 2.11 possédant deux parties avec des temps de montées rapides caractérisés par un premier pic de courant d'environ 3.5 kA et un deuxième pic d'amplitude maximale d'environ 5 kA.

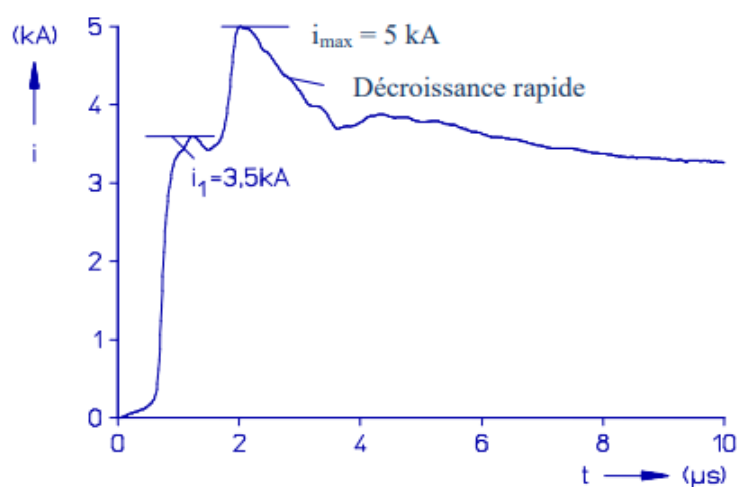


Figure 2.11 : Formes d'ondes du courant mesuré au sommet (168 m) [67]

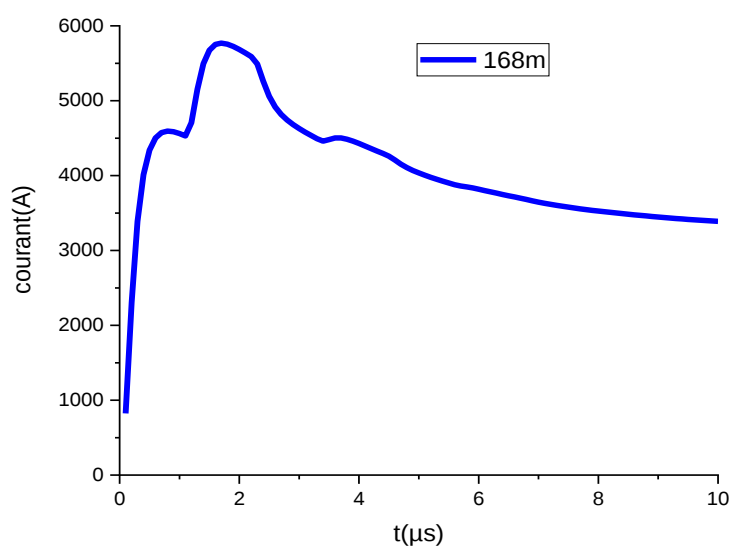


Figure 2.12 : Formes d'ondes du courant calculé au sommet (168 m)

La figure 2.12 donne l'allure du courant contaminé calculé au sommet de la tour 168m à partir de l'incorporation des paramètres du tableau 1.5 proposés par Heidler. On remarque une concordance dans le comportement du courant calculé avec celui mesuré (figure 2.11).

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

La valeur maximale qui est égale à 5 KA ($I_{min} \sim 1000A$ et $I_{max} \sim 6000A$) se trouve être semblable à celle observée dans la figure 2.11. Cependant on a présenté une différence dans la valeur initiale du courant du sommet à l'instant $t=0$, par rapport à celle adoptée par Guerrieri et al.[67]. Pour énoncer que le courant mesuré au sommet de la tour devrait avoir une valeur initiale à $t=0$ différente de zéro contrairement au courant calculé et ou mesuré à la base de l'objet élevé qui est censé être nul dû au décalage temporel de la propagation de l'onde de courant le long de la tour.

Pavanello et al. [50], [52] ont présenté une forme d'onde typique du courant mesuré au sommet de la tour CN montrée à la figure 2.13 (a), pour une hauteur de 509 m au-dessus du sol. Cette forme d'onde du courant mesuré correspondre aux événements enregistrés à la Tour CN le 7 avril 1999 adapté par Petrache et al.[68] ; la figure 2.13 (b) montre nos résultats de calcul pour un sol de conductivité finie.

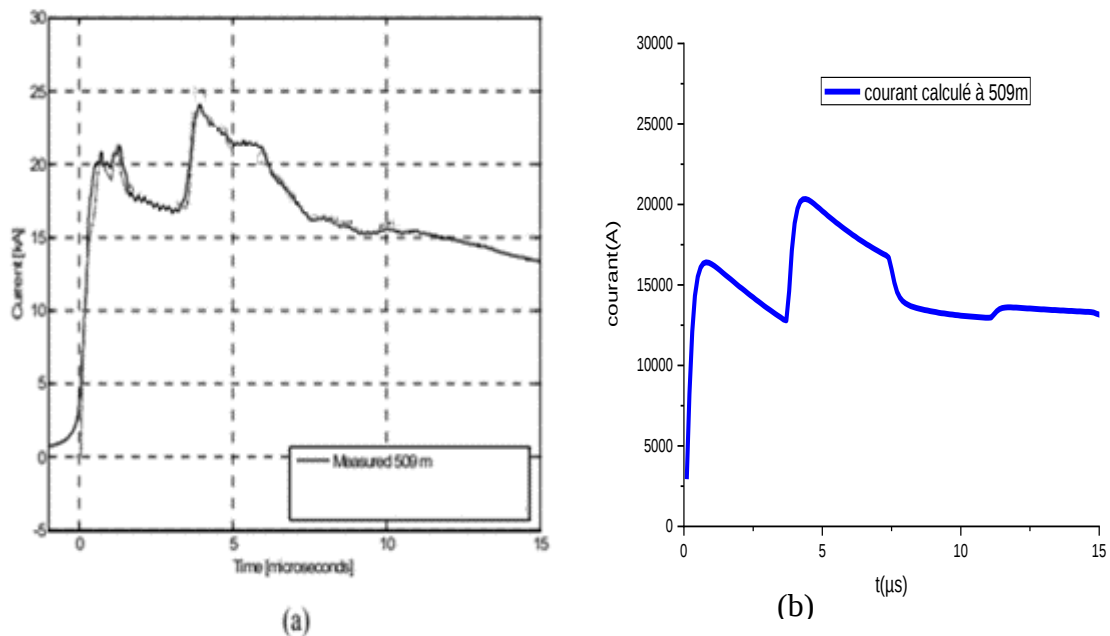


Figure 2.13 : Formes d'ondes typiques du courant mesuré au sommet de la tour CN à une hauteur de 509 m au-dessus du sol.

(a) Le 7 avril 1999, premier courant de l'arc en retour [68] ; (b) courant calculé

À partir de la figure 2.13, on remarque une concordance visible des formes d'ondes du courant mesuré [68] et calculé, que ça soit dans l'allure ou dans la valeur initiale du courant à $t=0$.

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

A partir de l'équation 1.20 qui concorde avec l'expression du modèle de Baba et Rakov pour la distribution du courant le long de la tour. En remplaçant $i_{sc}(t)$ par $2*i_0(t)$ et en procédant par faire sortir le facteur 2 multiplié par $i_0(t)$ de la somme qui est mathématiquement faisable on trouve l'expression 2.7 identique à l'équation 1.9 qui correspond à l'expression de Rachidi et al. [46] pour la distribution du courant le long de la tour.

$$i(z,t) = \frac{(1-\rho_t)}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n (2*i_0) \left(h, t - \frac{h-z}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} (2*i_0) \left(h, t - \frac{h-z}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \\ = (1-\rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h-z}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \quad (2.7)$$

La figure 2.14 montre les résultats de simulation du courant au sommet de la tour CN au Canada par les deux modèles de distribution du courant le long de la tour à savoir Rachidi et al. et Baba et Rakov qui correspond à l'équation 2.7 et 1.9.

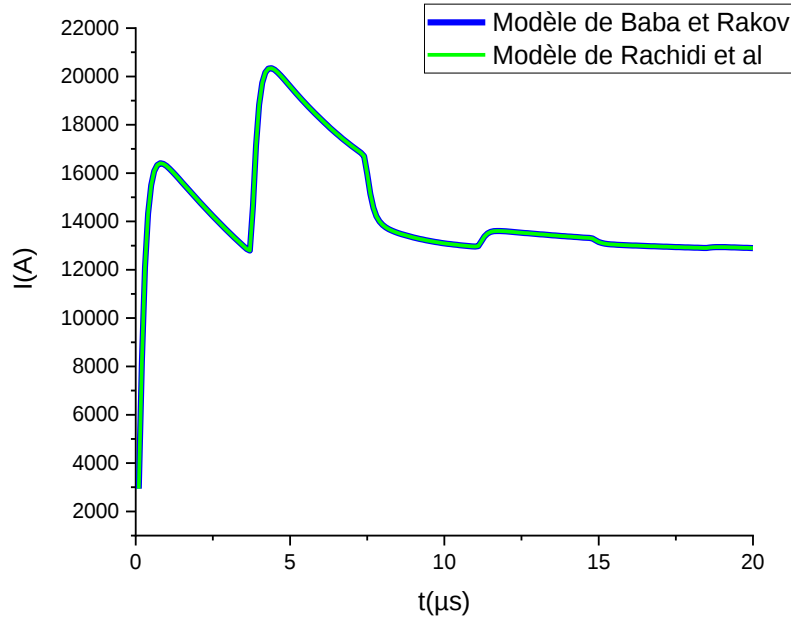


Figure 2.14 : Formes d'ondes du courant au sommet de la tour CN au Canada calculé par les deux modèles de distribution du courant le long de l'objet élevé (Rachidi et al. et Baba et Rakov).

On remarque d'après la figure 2.14 que les formes d'ondes du courant calculé au sommet de la tour CN par le modèle de Rachdi et le modèle de Baba et Rakov sont identiques.

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

L'équation 2.8 montre que le courant au sommet d'une tour à $t=0$ possède une valeur initiale différente de zéro. C'est ce qui a été observé dans les résultats expérimentaux montrés au chapitre 1. (Figures : 1.4, 1.5).

$$i(h, (t = 0)) = (1 - \rho_t) \rho_g \left(\frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{\left(\frac{-2h}{c} \right)^{n1}}{1 + \left(\frac{-2h}{c} \right)^{n1}} e^{-\left(\frac{2h}{c} \right)^{\tau_{12}}} + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{\left(\frac{-2h}{c} \right)^{n2}}{1 + \left(\frac{-2h}{c} \right)^{n2}} e^{-\left(\frac{2h}{c} \right)^{\tau_{22}}} \right) \neq 0 \quad (2.8)$$

Malgré que ces deux modèles soient analogues en point de vue descriptif de l'onde de courant qui se trouve être soumise à des réflexions multiples à l'intérieure de la tour (entre la base et le sommet) cela n'a pas empêché que ces deux modèles montrent une différence en point de vue transmission de l'onde du sommet de la tour vers le canal de foudre.

En cette dernière partie du chapitre, on va présenter dans la figure 2.13 la forme d'onde du courant de foudre typique initié au sol représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler correspondant à des arcs en retour subséquents typiques selon les données expérimentales de Berger [2] (voir le tableau 1.7).

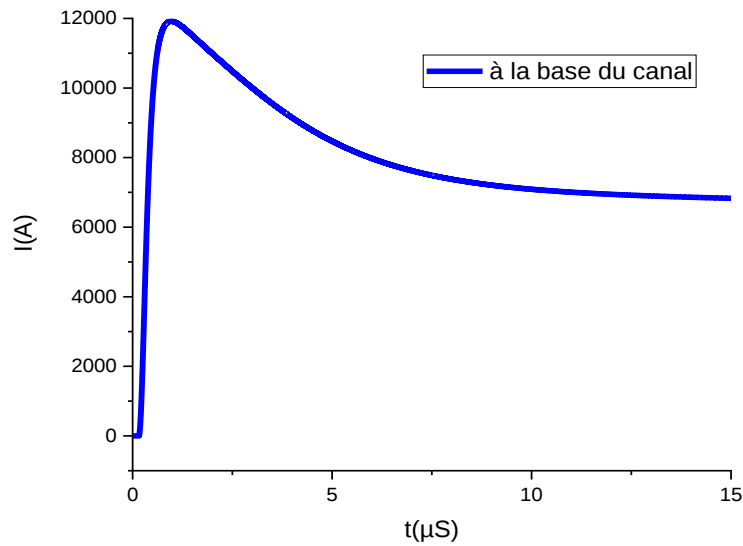


Figure 2.15 : Courant de foudre typique calculé par la méthode FDTD-2D

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

Le courant de foudre modélisé montré à la figure 2.15 est en parfaite similitude avec celui montré à la figure 1.13 [24].

En comparant les formes d'ondes des courants de l'arc en retour en présence d'objets élevés avec la forme d'onde du courant de foudre typique montré à la figure 2.15, on observe bien :

- Augmentation des valeurs des pics en présence des tours.
- Les réflexions sont visibles dues aux présences de tours, comparées avec une foudre initiée au sol, ou la forme d'onde ne présente aucune réflexion.
- Toutes les formes d'ondes du courant présentent une atténuation qui se stabilise à une valeur donnée correspondante à chaque cas (sans/ avec tour).

3.3 Conclusion

Les conclusions tirées à partir des résultats de simulation montrent :

- Que la forme d'onde du courant présente une décroissance plus rapide selon la hauteur de l'objet élevé.
- La valeur initiale du courant de foudre au sommet que ça soit mesuré ou calculé est non nulle (à $t=0$), contrairement au courant à la base de la tour.
- Le pic maximal du courant à la base des tours est d'environ 6KA, et au sommet il atteint une valeur égale à 5KA.
- Les effets des réflexions multiples aux deux extrémités des tours sont clairement visibles dans les formes d'ondes du courant mesuré et calculé, et ça apparaît dans la valeur du pic du courant à la base de l'objet élevé qui se trouve être supérieur à celui mesuré et/ou calculé au sommet de l'objet élevé.
- La large bande des pics est en relation étroite avec la hauteur des tours.
- La présence des tours affecte les formes d'ondes du courant, les réflexions sont visibles comparées avec le cas d'une foudre initiée au sol, ou la forme d'onde ne présente aucune réflexion.

2- Caractérisation du courant de foudre en présence d'objets élevés

Ce deuxième chapitre a été consacré à la caractérisation du courant de l'arc en retour en présence d'objets élevés puisqu'il est parmi les paramètres les plus importants dans l'étude et la caractérisation du champ électromagnétique rayonné.

A priori, les recherches théoriques élaborées dans le domaine de foudroiement en présence d'objets élevés suite à l'application des modèles d'ingénieurs classiques cités dans la littérature concernant le champ électrique vertical ont révélé l'existence d'une inversion de polarité de ce champ au voisinage de l'objet élevé. Par conséquent, le chapitre suivant sera entièrement consacré à la modélisation du champ électrique vertical au voisinage de la tour CN au Canada, en vue d'analyser numériquement en appliquant la technique FDTD-2D, les paramètres influençant la polarité de ce champ.

Chapitre3

Polarisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés

3.1 Introduction

Les scientifiques du monde entier ont réalisé une variété de mesures expérimentales sur les tours instrumentées pour acquérir des données sur le courant de foudre afin de trouver des solutions aux problèmes de couplage électromagnétique de la foudre avec les systèmes électriques et les appareils électroniques.

Les résultats des observations concernant les mesures sur les objets élevés instrumentés ont montré que le champ électromagnétique proche est fortement affecté par la présence d'un objet élevé [1-17, 24-26],[41],[46], [58-62] en particulier, le champ électrique vertical de la foudre qui présente une polarité inversée au-dessus et en-dessous du sol, à proximité de la tour,[69],[70].

Mosaddeghi et al. [69] ont développé une équation mathématique afin d'estimer la distance radiale critique de l'inversion de polarité du champ électrique par rapport à un objet élevé, en se basant sur deux explications théoriques, la première a été fournie en 1975 par Uman et al. [71], elle concernait les équations générales du champ électromagnétique pour un cas de sol parfait, la seconde concernée l'équation formulée en 2005 par Baba et Rakov [72], à partir des hypothèses proposées en 2001 par Thottappillil et al. [73].

Jusqu'à présent, cette formulation mathématique [69] est unique et valable uniquement pour le cas d'un sol parfait, et elle ne dépend que du coefficient de réflexion à la base de la tour et de la hauteur de cette dernière.

Ce chapitre est entièrement consacré à l'estimation du point d'observation crucial au voisinage de la tour CN de 553m au Canada, pour lequel le champ électrique vertical de la foudre est inversé et devient totalement positif, en présence d'un sol conducteur et d'analyser

l'influence des paramètres de la tour, la conductivité du milieu et la valeur de la vitesse de l'arc en retour sur l'inversion de polarité du champ électrique vertical.

Le calcul est effectué à l'aide de la technique Finite-Difference-Time-Domain en deux dimensions (2D-FDTD), la propagation spatio-temporelle du courant dans le canal de la foudre et dans la structure élevée est représentée par le modèle de Baba et Rakov [47], car il reproduit le mieux les formes et les amplitudes des champs électromagnétiques mesurés expérimentalement.

3.2 Expression mathématique du champ électrique vertical

L'expression mathématique du champ électrique vertical de la foudre selon les approximations des différences finies de Yee [63], en 2D - pour l'équation de Maxwell. (Voir équation (2.1), (2.2) au chapitre 2) dans le système de coordonnées cylindriques est écrite comme suit :

$$E_z^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) = \left(\frac{2\varepsilon - \sigma \Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t}\right) E_z^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma \Delta t)r_i \Delta r} \times \left[\begin{aligned} & r_{i+(1/2)} \cdot H_\phi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - \\ & r_{i-(1/2)} \cdot H_\phi^{n+(1/2)}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \end{aligned} \right] \quad (3.1)$$

D'après l'équation (3.1), nous avons observé que le principe de la discrétisation temporelle dans la méthode des différences finies est basé sur le modèle Saut de Mouton (Leap-Frog), ce qui rend nécessaire la formulation du champ magnétique et du champ électrique radial dans le calcul du champ électrique vertical.

Les équations (3.2) et (3.3) présentent les formules mathématiques du champ magnétique et du champ électrique radial respectivement.

$$H_\phi^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) = H_\phi^{n-1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta r} \left[\begin{aligned} & E_z^n\left(i + 1, j + \frac{1}{2}\right) - \\ & E_z^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) \end{aligned} \right] - \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \left[\begin{aligned} & E_r^n\left(i + \frac{1}{2}, j + 1\right) - \\ & E_r^n\left(i + \frac{1}{2}, j\right) \end{aligned} \right] \quad (3.2)$$

Le champ électrique vertical à l'instant 'n+1' est calculé en utilisant sa valeur précédente à l'étape précédente à l'instant 'n'. On procède de la même manière pour le champ magnétique mais à l'instant 'n+1/2'.

$$E_r^{n+1}\left(i+\frac{1}{2}, j\right)=\left(\frac{2\varepsilon-\sigma\Delta t}{2\varepsilon+\sigma\Delta t}\right)E_r^n\left(i+\frac{1}{2}, j\right)-\left(\frac{2\Delta t}{(2\varepsilon+\sigma\Delta t)\Delta z}\right)\times\left[\begin{array}{l} H_\phi^{n+(1/2)}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) \\ - \\ H_\phi^{n+(1/2)}\left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}\right) \end{array}\right] \quad (3.3)$$

Dans la région source du calcul [58], le champ électrique vertical au point zéro de la direction Z (Figure 3.1) peut être écrit comme suit :

$$E_z^{n+1}\left(0, j+\frac{1}{2}\right)=\left(\frac{2\varepsilon-\sigma\Delta t}{2\varepsilon+\sigma\Delta t}\right)E_z^n\left(0, j+\frac{1}{2}\right)+\left(\frac{8\Delta t}{(2\varepsilon+\sigma\Delta t)\Delta r}\right)H_\phi^{n+(1/2)}\left(\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right)-\left(\frac{4\Delta t}{\pi\varepsilon_0\Delta r^2}\right)I\left(0, j+\frac{1}{2}\right) \quad (3.4)$$

D'après l'équation (3.4), le champ électrique est proportionnel à l'élément de courant de foudre à la hauteur $\Delta z.(j+1/2)$.

3.3 Calcul du champ électrique vertical de la foudre en présence de la tour CN

La géométrie adoptée pour le calcul du champ électrique vertical est illustrée à la figure 3.1.

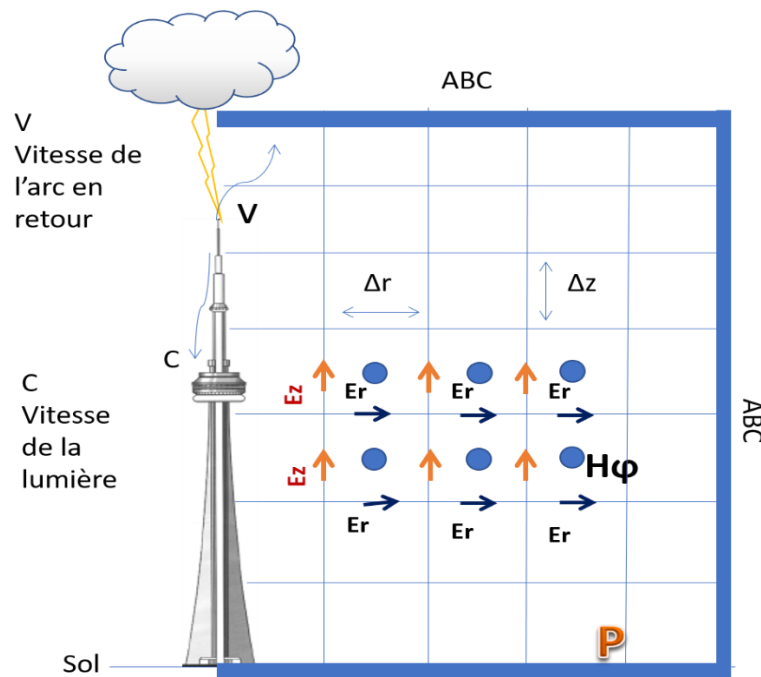


Figure 3.1 : Géométrie du problème

3- Polarisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés

Où E_z , E_r et H_ϕ représentent les composantes du champ électrique vertical, radial et le champ magnétique azimutal respectivement.

La géométrie adoptée pour le calcul et la caractérisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés est illustrée à la figure 3.1.

Comme mentionné précédemment, Mosaddeghi et al. [69] ont développé une expression mathématique présentée dans l'équation (3.5), afin d'estimer la distance radiale critique au voisinage de la tour, où le changement de polarité du champ électrique vertical va se produire.

$$r_c = (1 - \rho_g) \frac{h}{2} \quad (3.5)$$

L'équation (3.5), dépend du coefficient de réflexion à la base de la tour noté ρ_g et de la hauteur de la tour noté h , cette équation est appliquée seulement dans le cas d'un coup de foudre sur un objet élevé en présence d'un sol parfaitement conducteur.

Dans ce chapitre, d'autres paramètres seront considérés tels que la conductivité finie du sol, la vitesse de l'arc en retour et les paramètres de la tour en vue d'analyser leurs influences sur l'inversion de polarité du champ électrique vertical.

Le modèle du courant à la base du canal utilisé dans la compilation est celui de la somme de deux fonctions d'Heidler (expression 1.5 au chapitre 1) dont les paramètres sont comme suit : $I_{01}=10.7\text{kA}$, $I_{02}=6.5\text{kA}$, $\tau_{11}=0.25\mu\text{s}$, $\tau_{12}=2.5\mu\text{s}$, $\tau_{21}=2\mu\text{s}$, $\tau_{22}=230\mu\text{s}$, $n_1=2$ et $n_2=2$.

Les pas spatiaux pour l'axe r et l'axe z respectivement dans le système de coordonnées cylindriques sont : $\Delta r=\Delta z=1\text{m}$, le pas de temps $\Delta t=1\text{ns}$. La permittivité relative $\epsilon_r=10$ lorsque la conductivité du sol σ est fixée à 0.01 S/m et 0.001 S/m . Dans le cas d'un sol parfait, $\epsilon_r=1$.

Les paramètres de la tour CN sont la hauteur $h=553\text{m}$ et le coefficient de réflexion au sommet $\rho_t=-0.366$ et à la base $\rho_g=0.8$ (voir tableau 2.1)

Les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre [55] sont adoptées dans le calcul pour simuler l'environnement sans limites.

3.4 Résultats de simulation et discussion

3.4.1 Effet de la hauteur de l'objet élevé sur l'inversion de polarité du champ électrique

Dans cette section, nous allons observer l'effet de la hauteur de l'objet élevé et estimer la distance critique notée "rcd" au-delà de laquelle le champ s'inverse.

Le sol est considéré conducteur ($\sigma=0.01$ S/m).

Les paramètres de chaque tour sont mentionnés dans le tableau 2.1. La vitesse de l'arc en retour est fixée à $1,5 \times 10^8$ m/s.

Le champ électrique vertical est calculé à différentes distances radiales de l'objet élevé afin de mieux visualiser le changement de polarité du champ pour chaque tour séparément, (bipolaire, positif et la distance cruciale pour laquelle le changement de polarité est observé).

Les figures 3.2, 3.3 et 3.4 présentent l'allure du champ électrique vertical en fonction de la hauteur des tours CN (553m), Peissenberg (168m) et Gaisberg (100m) respectivement.

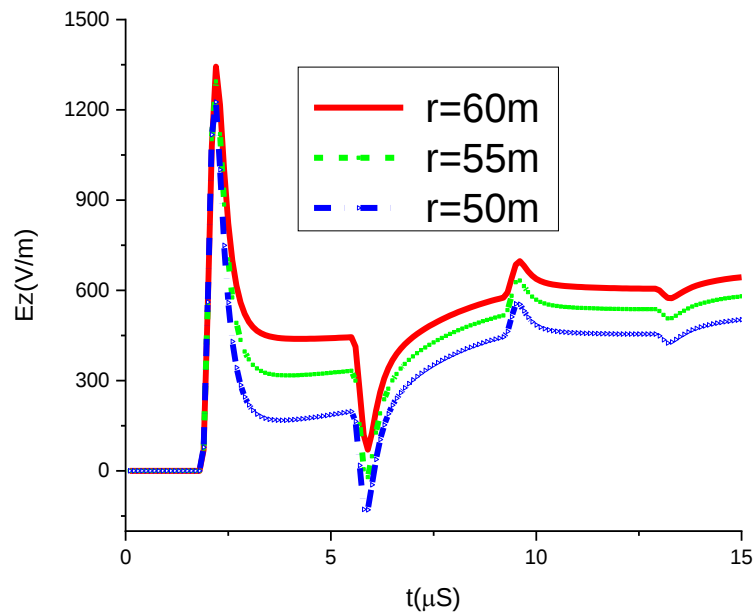


Figure 3.2 : Polarisation du champ électrique vertical en présence de la tour CN (h=553m).

3- Polarisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés

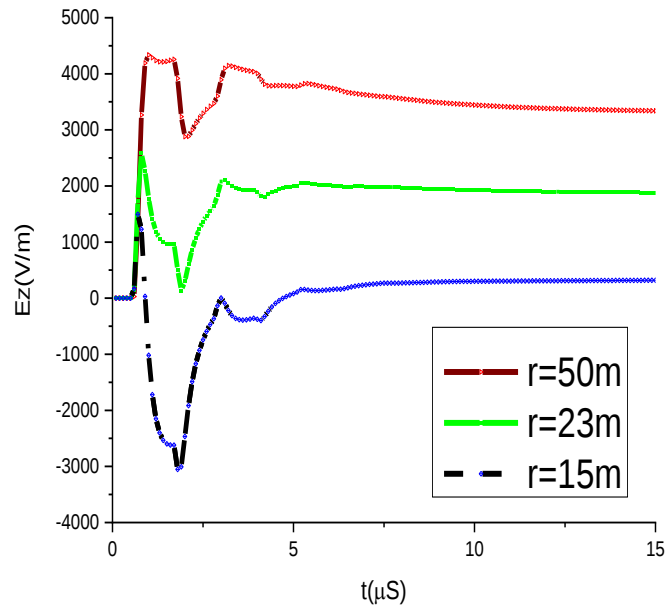


Figure 3.3 : changement de signe du champ électrique vertical interconnecté à la tour Peissenberg (h=168m)

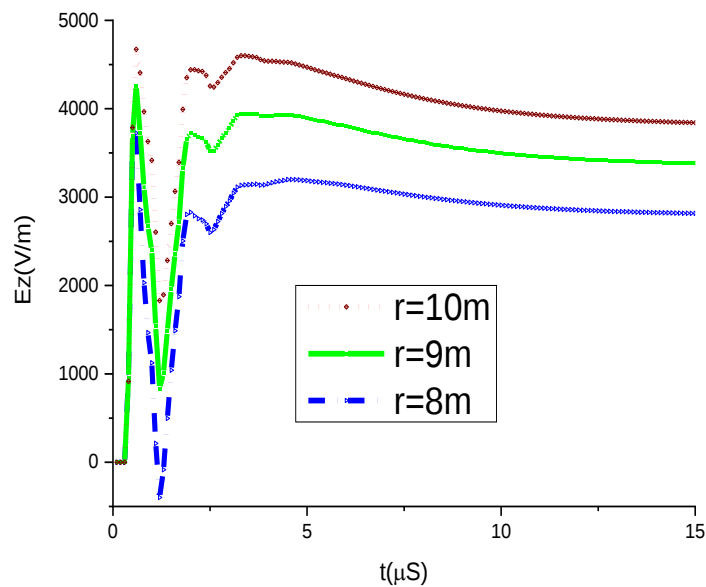


Figure 3.4 : Polarité du champ électrique vertical pour la tour Gaisberg - (h=100m)

Le tableau 3.1 (voir la page 60) résume la distance cruciale de l'inversion de polarité du champ électrique correspondante à notre calcul en présence d'un sol conducteur ($\sigma=0.01$ S/m) et celle de l'équation (3.5) développée par Mosaddeghi et al. [67] pour un sol parfaitement conducteur ($\sigma=\infty$) respectivement.

Tableau 3.1 Distance horizontale d'inversion de polarité du champ par rapport à la variation de hauteur

h (m)	553-m	168-m	100-m
rcd (m) [74]	60	23	9
rcd(m) [67]	55	25	10

La distance radiale cruciale estimée par l'équation (3.5) pour les objets élevés (tours de 553 m, 168 m et 100 m) est de 55 m, 25 m et 10 m respectivement. [74]

Cependant, en présence d'un sol conducteur, si nous observons la figure 3.2, le champ possède une polarité positive à 60 m de la tour du CN, et une polarité bipolaire à 55 m.

D'après les figures 3.3 et 3.4, le champ a une polarité positive à 23 m de la tour de 168 m et à 9 m de la tour de 100 m, ce qui explique que la conductivité du sol a influé sur la polarité.

3.4.2 Influence du coefficient de réflexion au sommet de la tour sur la polarité du champ

Pour obtenir une approximation de la distance radiale pour laquelle le champ électrique sera inversé, nous modifierons le coefficient de réflexion au sommet de la tour de 553 m comme indiqué dans le tableau 3.2 et sur les figures (3.5, 3.6 et 3.7), en maintenant la conductivité du sol égale à 0,01 S/m, la vitesse de l'arc en retour fixée à $1,5 \times 10^8$ m/s et le coefficient de réflexion à la base de la tour égale à 0,8.

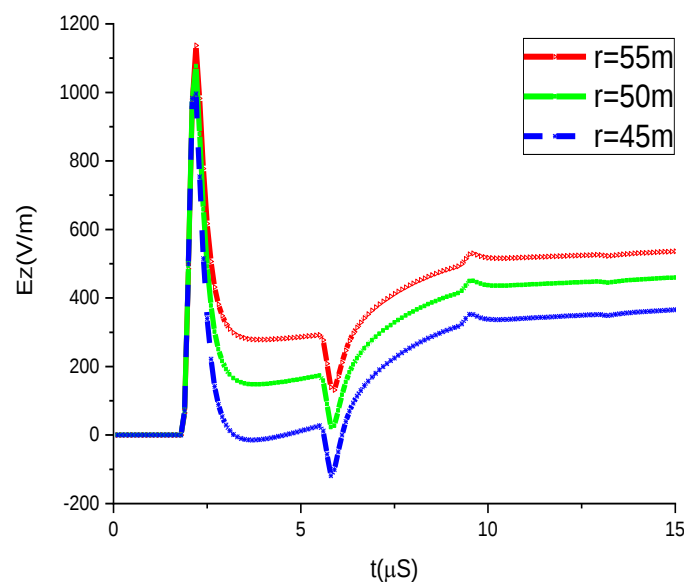


Figure 3.5 : Forme d'onde du champ correspondant à $\rho_t = -0.2$

3- Polarisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés

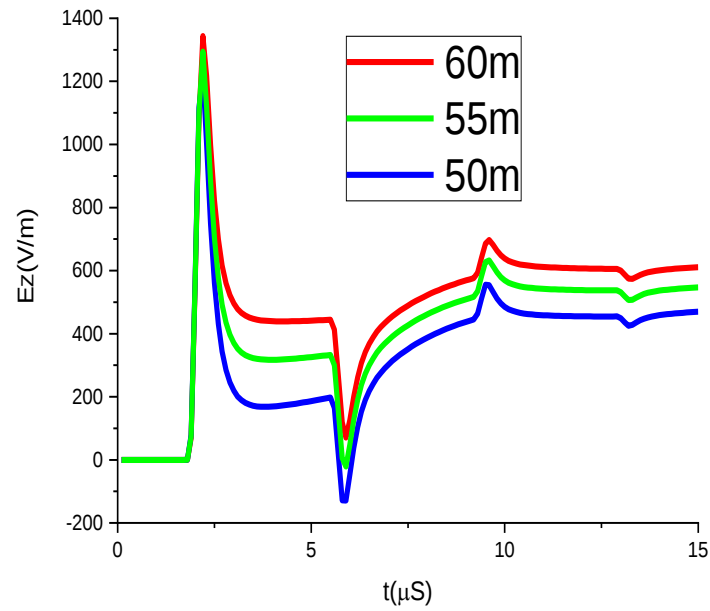


Figure 3.6 : Forme d'onde de champ correspondant à $\rho t = -0.366$

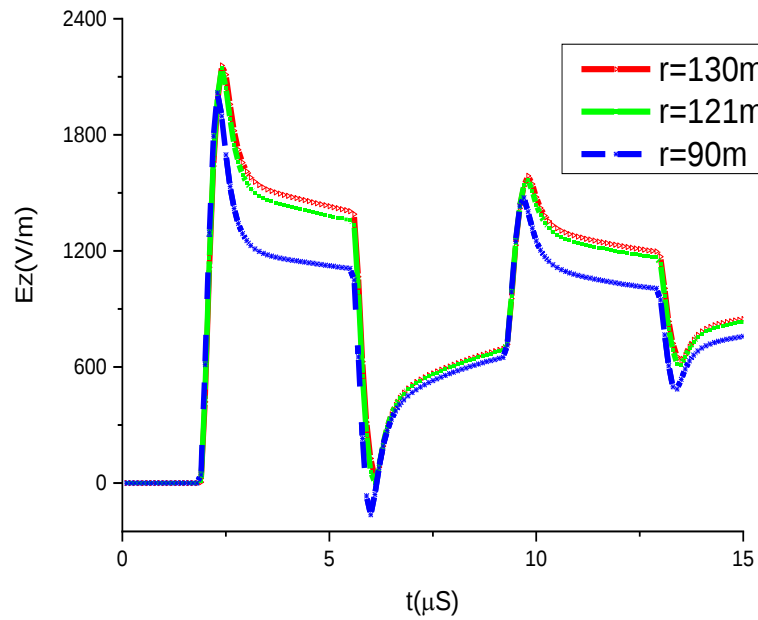


Figure 3.7: Forme d'onde de champ correspondant à $\rho t = -0.8$

D'après les figures 3.5, 3.6 et 3.7, la distance radiale cruciale de l'inversion de la polarité du champ électrique est observée à 50m, 60m et à 121m de la tour CN de 553m respectivement. Ces distances radiales de l'inversion de la polarité du champ sont portées au tableau 3.2.

Tableau 3.2 Distance radiale correspondante au signe de la transition du champ selon le coefficient de réflexion au sommet de la tour

pt	-0.2	-0.366	-0.8
r_{cd} (m) [74]	50	60	121

Le rapport de distance ou la variation de la polarité se produit est d'environ : 10m, correspondant approximativement en pourcentage aux valeurs de différence du coefficient de réflexion au sommet (-0.2, -0.366) et d'environ : 60m qui est équivalent en pourcentage à la soustraction entre les deux coefficients (-0.2, -0.8). [74]

3.4.3 Effet du coefficient de réflexion de la base de la tour sur la polarité du champ électrique vertical

Nous allons procéder de la même manière que précédemment, en gardant les mêmes paramètres de vitesse de l'arc en retour, la hauteur de la tour et de la conductivité du sol, le coefficient de réflexion au sommet de la tour étant fixé à -0,366. On fera varier le coefficient de réflexion à la base de la tour pour visualiser son effet sur la polarisation du champ (voir figures 3.8, 3.9 et 3.10).

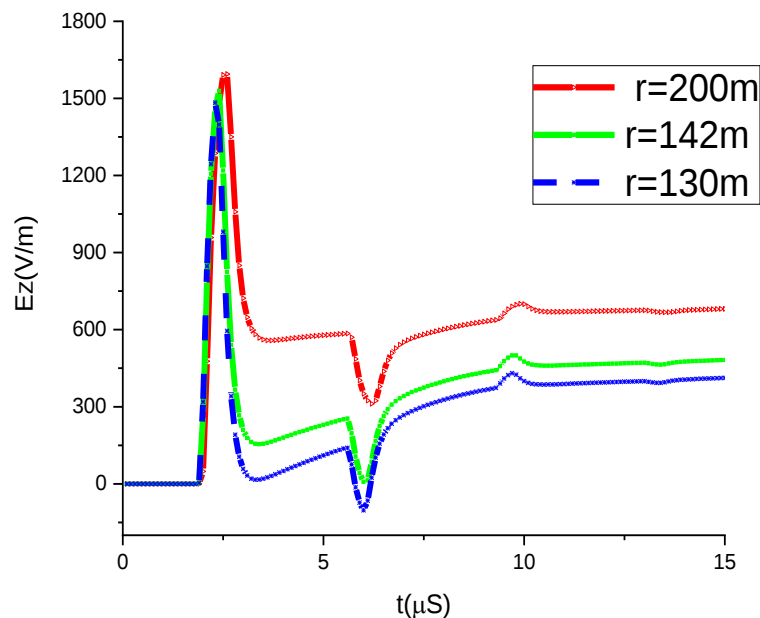


Figure 3.8 : Polarisation du champ électrique homologue à $\rho_g = 0.5$

3- Polarisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés

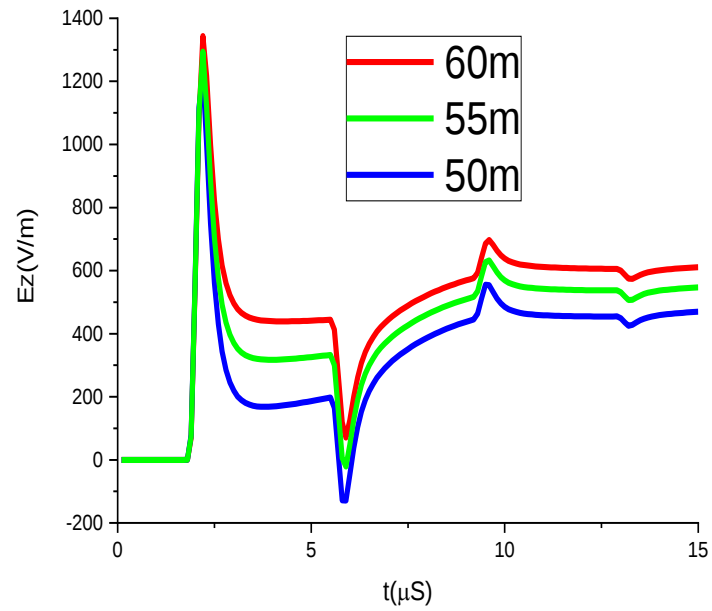


Figure 3.9 : Forme d'onde de champ correspondant à $p_g = 0.8$

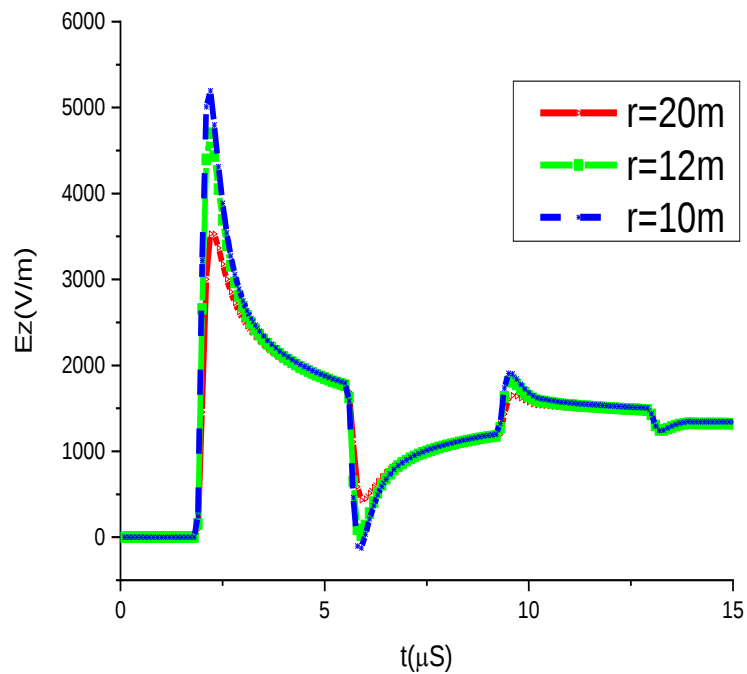


Figure 3.10 : Signe du champ électrique correspondant à $p_g = 1$

Le tableau 3.3 présente le résumé des plages de distance par rapport à la tour de 553 m pour lesquelles l'inversion de polarité se produira.

Tableau 3.3 Direction r cruciale correspondant à l'inversion du signe du champ liée à la variation du coefficient de réflexion du fond

ρ_g	0.5	0.8	1
r_{cd} (m) [74]	142	60	12

Lorsque le coefficient de réflexion à la base est fixé à 0,5 (figure 3.8). Le champ devient positif à 142 m de la tour.

Cependant, lorsque nous avons supposé un coefficient de réflexion unitaire, il s'est avéré que le champ passe à une forme d'onde positive à une distance radiale très proche (figure 3.10) avec une modification visible de la forme du champ. [74]

3.4.4 Sensibilité de la forme d'onde du champ à la conductivité du sol

Afin de visualiser l'impact de la conductivité du sol sur la polarité du champ (voir figures 3.11-3.13), nous avons conservé les mêmes paramètres pour la tour de 553m (voir tableau 2.1), la vitesse de l'arc en retour étant fixée à $1,5 \times 10^8$ m/s, mais la conductivité électrique du sol a été modifiée conformément au tableau 3.4.

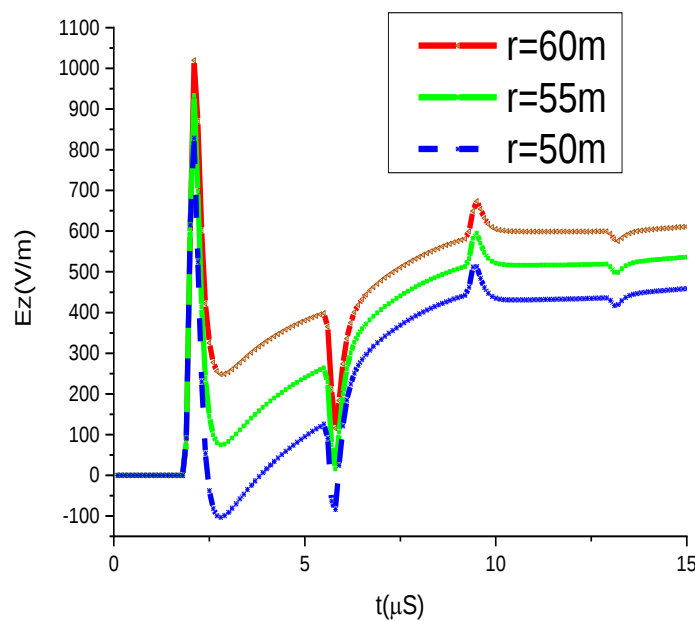


Figure 3.11 : Sensibilité de la forme d'onde du champ à la conductivité du sol ($\sigma=\infty$)

3- Polarisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés

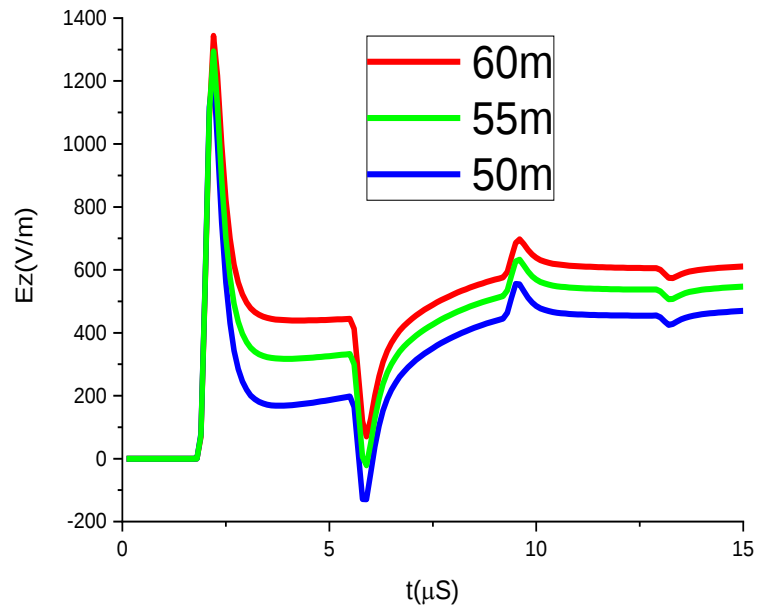


Figure 3.12 : Sensibilité de la forme d'onde du champ à la conductivité du sol
($\sigma=0.01\text{S/m}$)

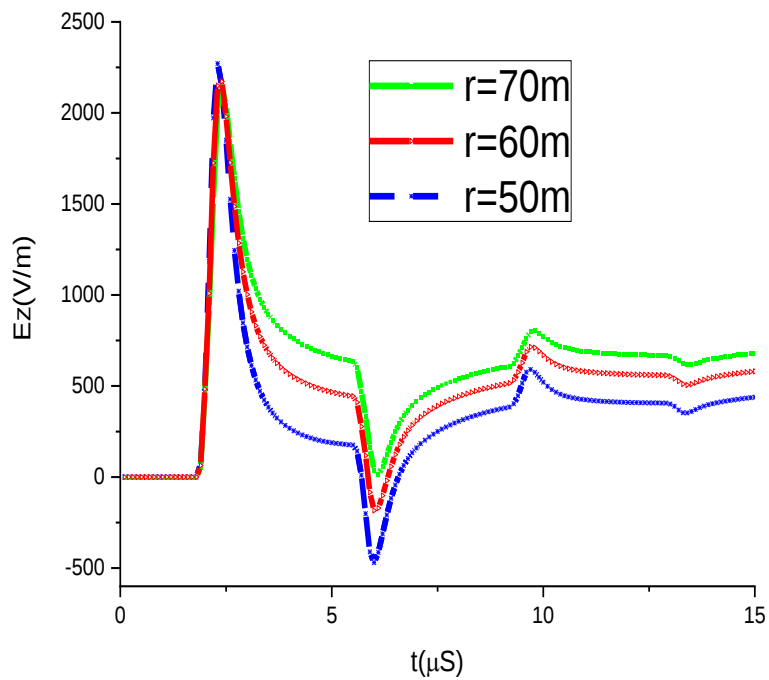


Figure 3.13 : Sensibilité de la forme d'onde du champ à la conductivité du sol
($\sigma=0,001\text{S/m}$).

3- Polarisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés

Le comportement du champ est sensible à la conductivité du sol et ceci est visible sur les figures ci-dessus, les distances radiales de changement de signe négatif au positif sont reprises dans le tableau 3.4.

Tableau 3.4 Distance horizontale correspondante à la susceptibilité du champ au changement de la conductivité du sol

σ (S/m)	∞	0.01	0.001
r_{cd} (m) [74]	55	60	70

Le champ électrique présente une forme d'onde positive à 55m de l'objet élevé (figure 3.11), ce résultat est en concordance avec ceux obtenus par l'équation (3.5) [67], bien qu'il reste bipolaire à la même position pour un sol conducteur (voir figure 3.12 et 3.13),

3.4.5 Influence de la variation de la vitesse de l'arc en retour sur la polarité du champ électrique

Dans cette section, nous allons faire varier la vitesse de l'arc en retour dans notre calcul (voir Tableau 3.5), selon les mesures de la vitesse de la foudre effectué par Rakov et al. [75], puis nous nous focaliserons sur le signe inversé de la forme d'onde du champ électrique. Les paramètres de la tour CN sont indiqués dans le tableau 2.1, la conductivité du sol est fixée à 0,01 S/m. les figures (3.14-3.16) montrent les formes d'ondes du champ électrique vertical calculé a différents points d'observation au voisinage de la tour CN.

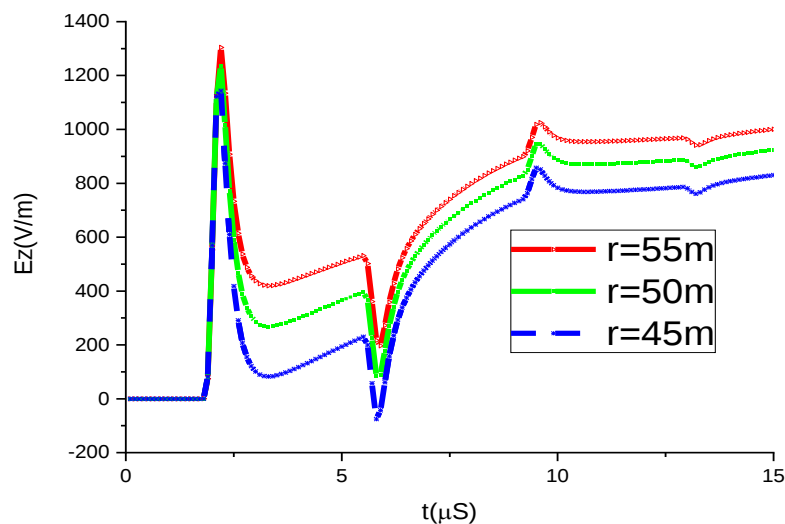


Figure 3.14 : Transition du signe du champ pour ($v=1 \times 10^8$ m/S)

3- Polarisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés

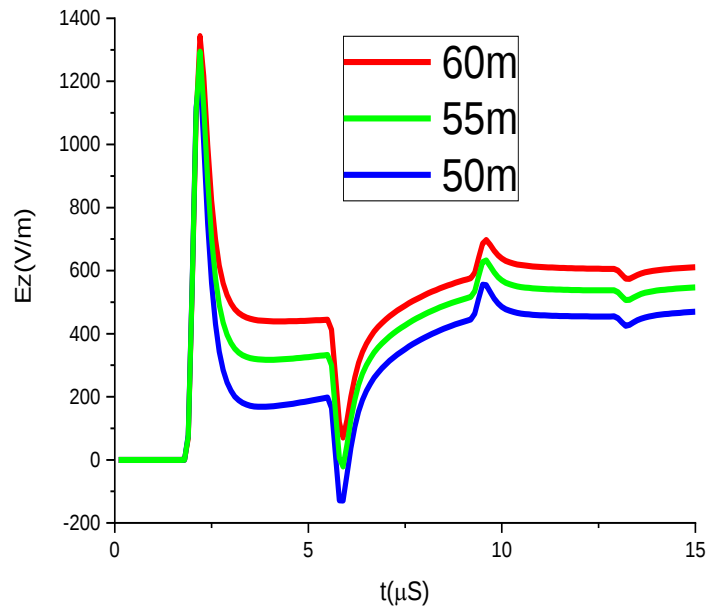


Figure 3.15 : Transition du signe du champ pour ($v=1.5 \times 10^8$ m/s)

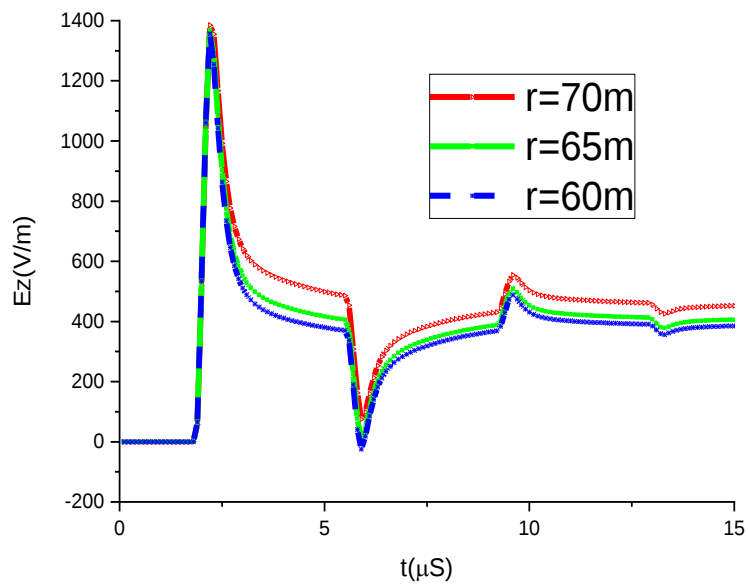


Figure 3.16 : Effet de la vitesse de l'arc en retour sur la forme d'ondes du champ électrique vertical ($v=2 \times 10^8$ m/s)

La forme du champ a changé de manière significative en fonction de la vitesse fixée à $v=2 \times 10^8$ m/s (Figure 3.16). La distance radiale cruciale moyenne de l'inversion de polarité du champ est d'environ 60m. (voir tableau 3.5).

Tableau 3.5 Distance horizontale critique à l'inversion de polarité du champ au changement de la vitesse

V(m/s)	1×10^8	$1,5 \times 10^8$	2×10^8
r_{cd} (m) [74]	50	60	65

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une analyse des paramètres ayant un impact sur la polarité du champ électrique vertical de la foudre au voisinage de la tour CN de 553 m, la technique FDTD-2D a été appliquée pour résoudre les formulations de dérivées partielles de Maxwell dans le domaine temporelle.

L'expression mathématique du champ électrique dans la région de la source qui est liée au courant de foudre et à la conductivité du sol, nous a conduit à prendre chaque paramètre qui pourrait influencer l'inversion de la polarité de la forme d'onde du champ électrique vertical.

Le résumé des résultats importants de l'analyse est donné comme suit :

- La forme du champ électrique vertical présente un pic positif au début du temps de simulation, un signe négatif au milieu et une queue positive à la fin.

- La transition d'une forme d'onde négative à une forme d'onde positive a lieu à une distance radiale critique qui est

1-) sensible à la variation de la hauteur de la tour,

2-) augmente avec l'accroissement du coefficient de réflexion au sommet de la tour,

3-) diminue avec l'accroissement du coefficient de réflexion à la base de la tour,

4-) inversement proportionnelle à la variation de la conductivité du sol,

5-) inversement liée à la vitesse de l'arc en retour.

- Les distances calculées pour le passage de la polarité du signe négatif au positif ont une moyenne de 60m avec un maximum de 142m et un minimum de 12m correspondant à la tour CN de 553m.

3- Polarisation du champ électrique vertical en présence d'objets élevés

Ces résultats ont permis de caractériser clairement la distance critique à partir de laquelle le champ électrique vertical de la foudre change de polarité.

Compte tenu de l'inversion de polarité observée dans les résultats de simulation et étant donné l'aspect non physique du choix de la vitesse de l'arc en retour dans les approches des auteurs cités dans la littérature en présence des objets élevés, le chapitre suivant présentera une proposition d'une nouvelle extension des modèles d'ingénieurs de l'arc en retour en prenant l'effet Doppler relativiste pour la variation de vitesse le long du canal de foudre comme principe physique.

Chapitre 4

Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

4.1 Introduction

La connaissance et la caractérisation du champ électromagnétique (EM) rayonné par la foudre permet une meilleure protection des systèmes électriques et électroniques contre les perturbations générées par la foudre. Plusieurs modèles d'arc en retour, avec différents degrés de complexité, ont été développés par plusieurs chercheurs pour permettre l'évaluation de son rayonnement électromagnétique [21-23],[48]. Certains de ces modèles ont été modifiés pour prendre en compte la présence de l'objet élevé [46],[47].

En 2011, Shoory et al [76],[77] ont montré qu'aucun des modèles d'arc en retour dans leurs formulations originales ne prenait en compte l'hypothèse des réflexions de courant qui s'étendent à partir du front d'onde de l'arc en retour.

Les études réalisées sur l'objet élevé en 1998, par Janischewskyj et al. [78], par Napolitano et al.[79], en 2009 et Mosaddeghi et al.[69] en 2010, ont montré que la prise en compte des réflexions possibles au niveau du front de l'onde de l'arc en retour permet une meilleure reproduction de la structure fine du courant de foudre et des champs électromagnétiques rayonnés associés dues aux impacts sur les objets élevés (exemple la Tour CN).

Outre le fait que les modèles existants dans la littérature présentent des suppositions mathématiques sur le choix de la valeur de la vitesse de propagation de l'onde du courant le long du canal qui restent à ce jour non vérifiés physiquement.

Cela nous a conduit à l'idée de proposer une nouvelle extension des modèles d'ingénieurs de l'arc en retour en prenant en compte l'effet Doppler relativiste pour la variation de la vitesse de propagation du front d'onde du courant.

Ce chapitre présente une nouvelle approche qui révisé le modèle de la distribution spatiotemporelle du courant de foudre en présence d'une tour élevée, en introduisant le principe Doppler relativiste pour faire varier arbitrairement la vitesse de propagation du courant dans la

jonction (sommet de la tour et canal de foudre). Les résultats de simulation du rayonnement électromagnétique proche de la foudre obtenue sont comparés avec ceux obtenus par les mesures expérimentales et par ceux dues à l'application des modèles d'ingénieurs de la distribution spatiotemporelle du courant proposés par Rachidi et al.[46] et Baba & Rakov [47].

4.2 Etude du rayonnement de la foudre en présence d'un objet élevé

Des formes d'ondes des composantes du champ électromagnétique de la foudre en présence d'une tour élevée et d'un sol de conductivité finie sont présentées dans cette partie du chapitre et elles seront comparées avec celles d'un coup de foudre au sol suivant la géométrie du problème de la figure 4.1.

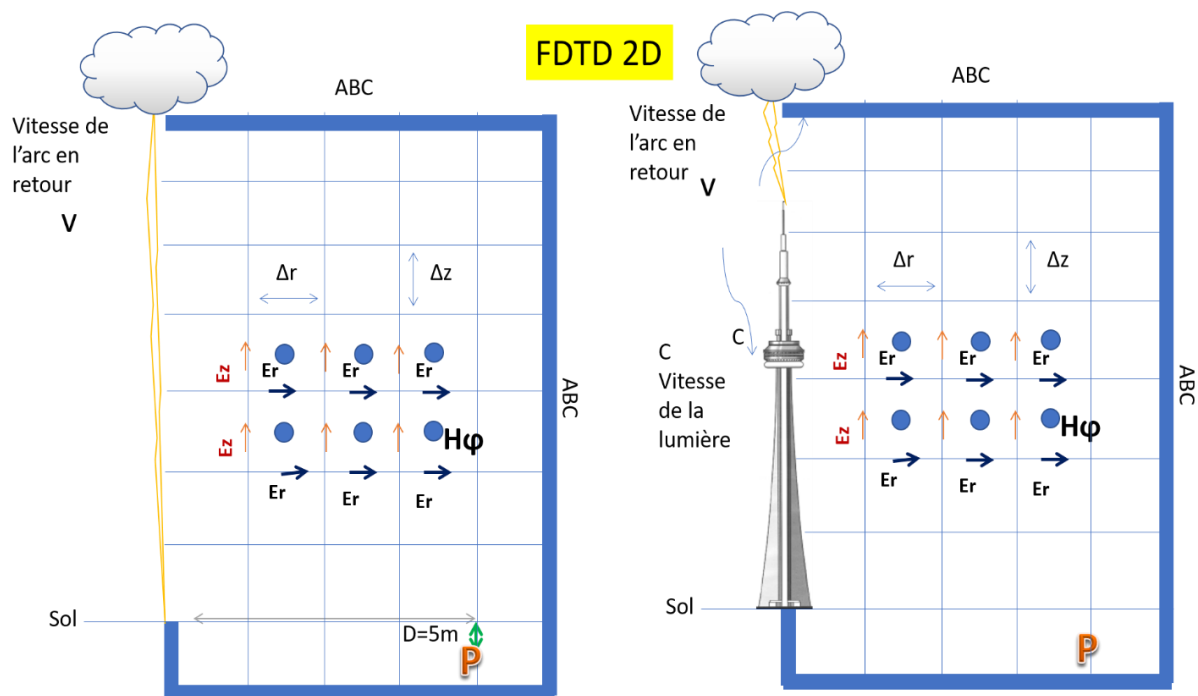


Figure 4.1 : Géométrie du problème

4.2.1 Champ électrique verticale

Les figures 4.2, 4.3, 4.4 et 4.5 présentent la forme d'onde de la composante du champ électrique vertical proche d'un coup de foudre descendant généré par l'interaction avec la tour

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

Gaisberg, Peissenberg, CN et Skytree respectivement. Le modèle de distribution spatiotemporelle du courant appliqué est celui de Baba et Rakov avec les paramètres de l'expression des deux fonctions d'Heidler.

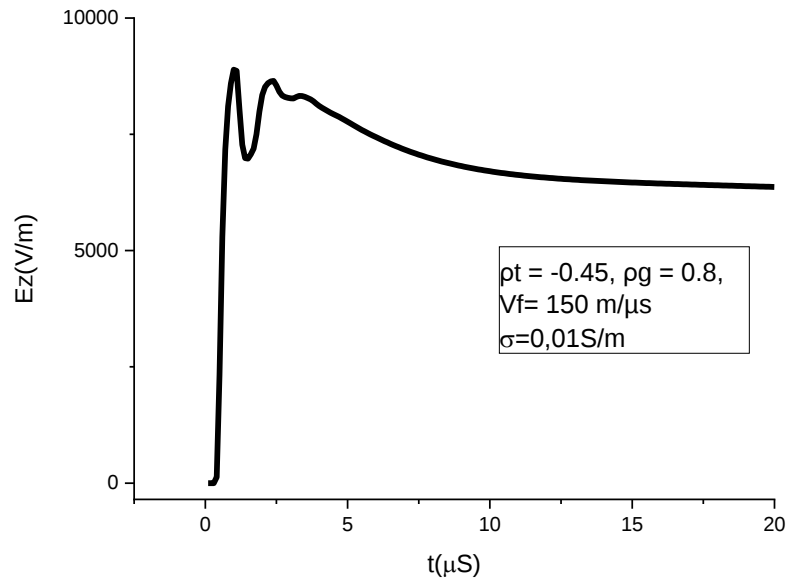


Figure 4.2 : Champ électrique vertical calculé à la distance de 50m de la tour 100m

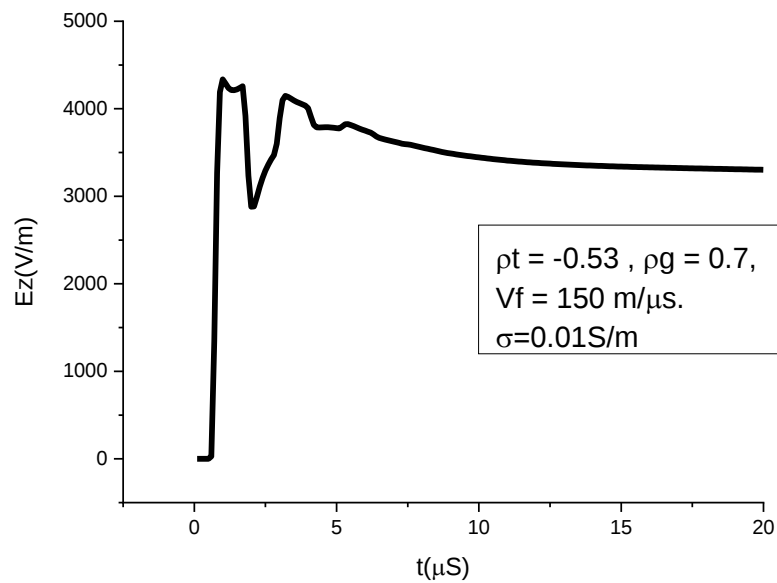


Figure 4.3 : Champ électrique vertical calculé à la distance de 50m de la tour 168m

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

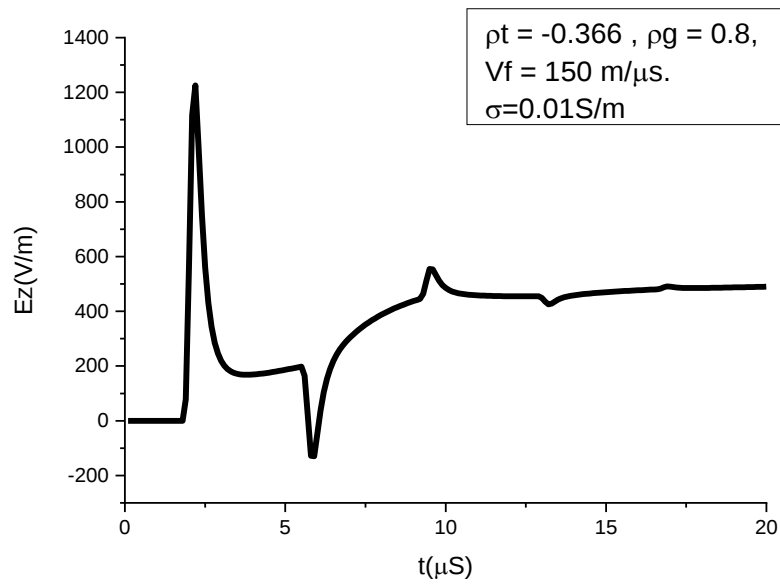


Figure 4.4 : Champ électrique vertical calculé à la distance de 50m de la tour 553m

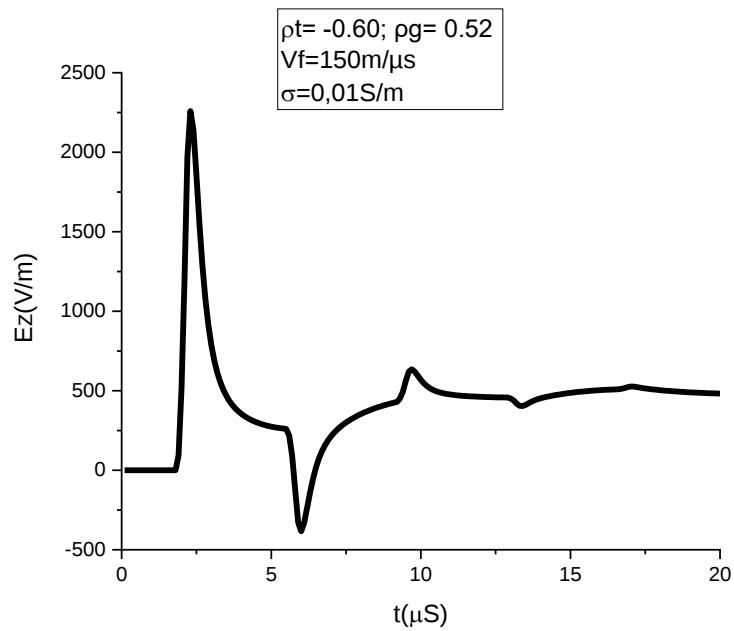


Figure 4.5 : Champ électrique vertical calculé à la distance de 50m de la tour 634m

La figure 4.6 présente le champ électrique vertical d'un coup de foudre généré au sol calculé à la distance de 50m du point d'impact.

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

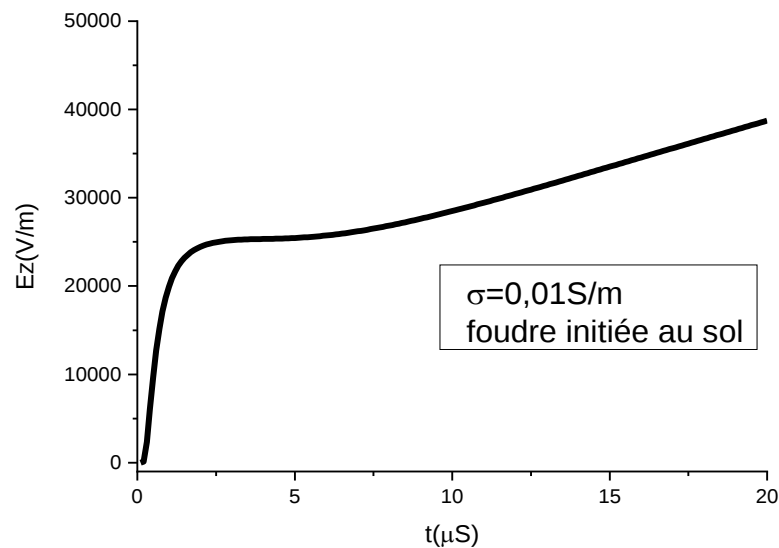


Figure 4.6 : Champ électrique vertical d'un coup de foudre initié au sol à la distance de 50m en utilisant le modèle MTLE

Quelques observations sont tirées à partir de ces formes d'ondes montrées dans les figures ci-dessus :

- 1- L'effets de la présence de l'objet élevé est très visible dans les formes d'ondes du champ électrique vertical
- 2- L'amplitude est importante pour le cas d'un arc en retour initié au sol (25KV/m) contrairement à celle calculée pour le cas d'un coup de foudre généré par l'interaction avec un objet élevé.
- 3- Chaque cas d'un coup de foudre que ça soit initié au sol ou en présence d'un objet élevé expose des formes d'ondes différentes pour le même point d'observation et pour la même conductivité du sol.
- 4- Chaque forme d'onde du champ électrique observée pour les différentes tours présente des pics avec amplitude variable au début du temps de simulation.
- 5- L'inversion de polarité du champ électrique vertical est visible pour la tour CN et Skytree.

4.2.2 Champ électrique radial

Le comportement de la composante du champ électrique radial d'un coup de foudre descendant généré par l'interaction avec la tour Gaisberg, Peissenberg, CN et Skytree est présenté respectivement sur les figures 4.7, 4.8, 4.9 et 4.10, les mêmes paramètres de simulation de la section 4.2.1 sont conservées.

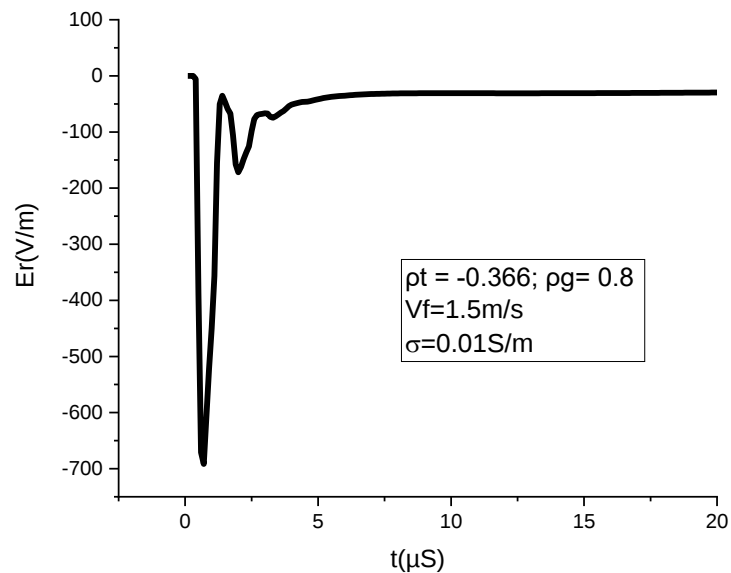


Figure 4.7 : Champ électrique radial calculé à la distance de 50m de la tour 100m

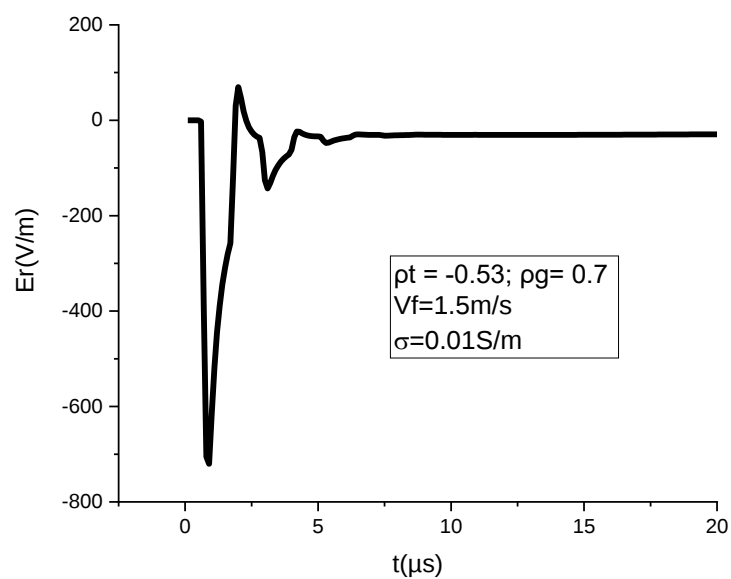


Figure 4.8 : Champ électrique radial calculé à la distance de 50m de la tour 168m

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

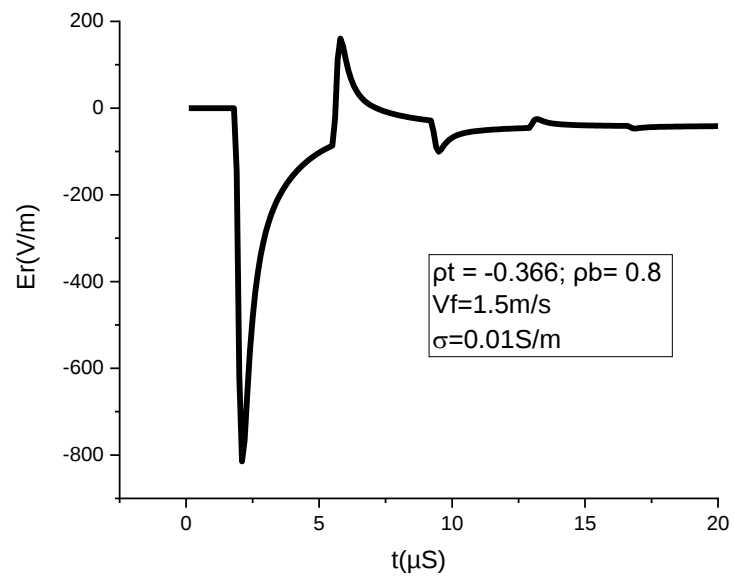


Figure 4.9 : Champ électrique radial calculé à la distance de 50m de la tour 553m

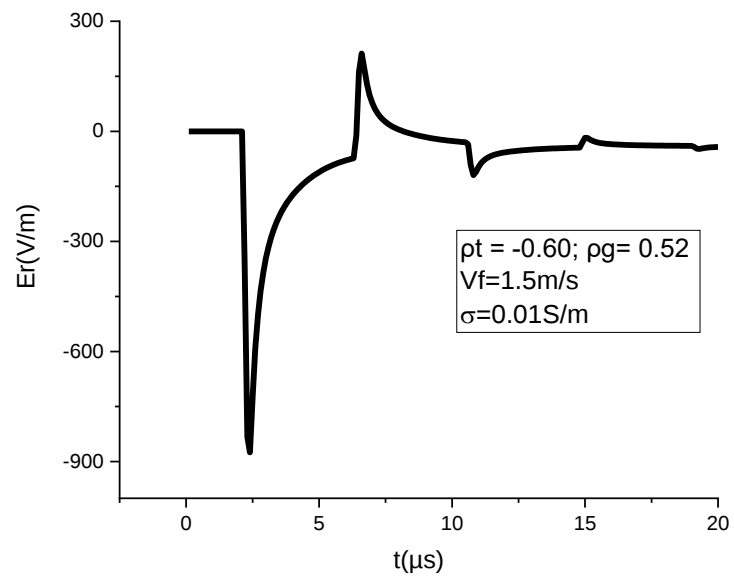


Figure 4.10 : Champ électrique radial calculé à la distance de 50m de la tour 634m

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

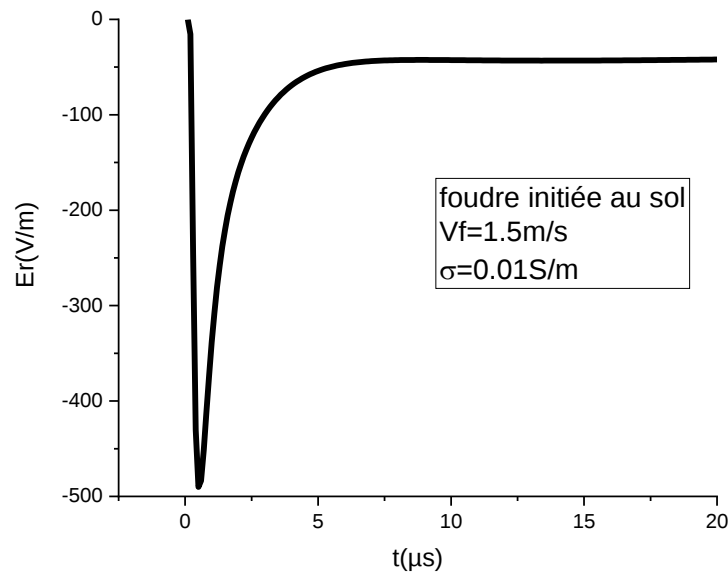


Figure 4.11 : Champ électrique radial d'un coup de foudre initié au sol à la distance de 50m en appliquant le modèle MTLE

Les observations notées à partir des formes d'ondes montrées dans les figures ci-dessous sont :

- 1- L'effets de la présence de l'objet élevé est très visible dans les formes d'ondes du champ électrique radial.
- 2- L'amplitude du champ radial pour le cas d'un coup de foudre initié au sol est de l'ordre de (-500V/m) contrairement à celle calculée pour le cas d'un coup de foudre généré par l'interaction avec un objet élevé (au-delà de -700V/m).
- 3- Pour le meme point d'observation localisé à 50 m au voisinage de la tour et pour la meme conductivité du sol, La polarité du champ électrique radial est bipolaire pour chaque tours (des pics positifs) sauf pour le cas de la tour Gaisberg, dont la polarité est restée toujours négative.
- 4- Les formes d'ondes de la queue du champ radial que ça soit avec ou sans la présence de l'objet élevé présente une stabilité visible aux alentours des -100V/m.

4.2.3 Champ magnétique azimuthal

Dans cette partie, le comportement de la composante du champ magnétique d'un coup de foudre descendant généré par l'interaction avec des objets élevés est mis au point en conservant les mêmes paramètres de simulation de la section 4.2.1.

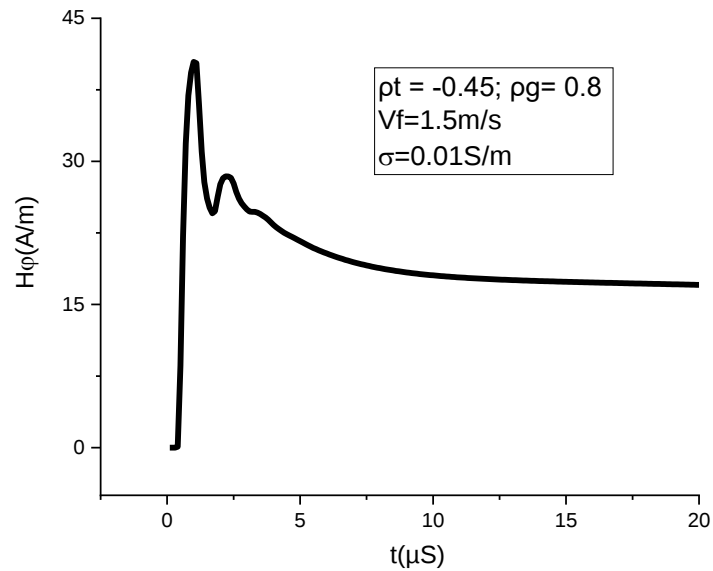


Figure 4.12 champ magnétique azimuthal calculé à la distance de 50m de la tour 100m

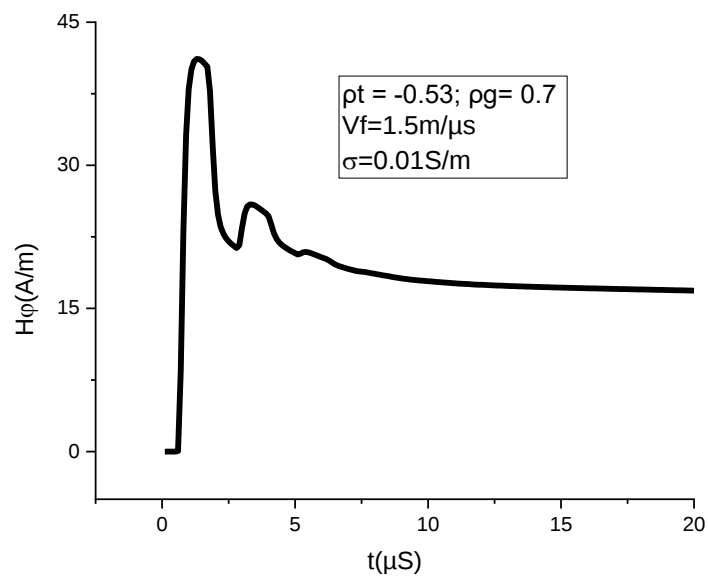


Figure 4.13 : Champ magnétique azimuthal calculé à la distance de 50m de la tour 168m

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

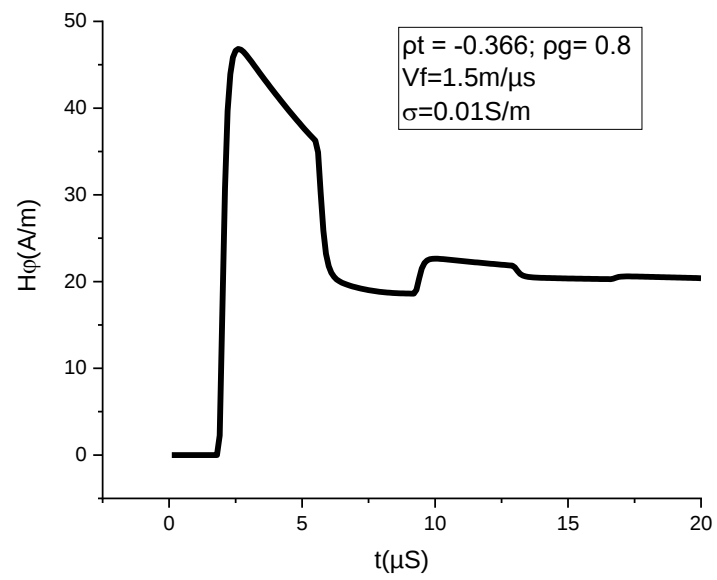


Figure 4.14 : Champ magnétique azimuthal calculé à la distance de 50m de la tour 553m

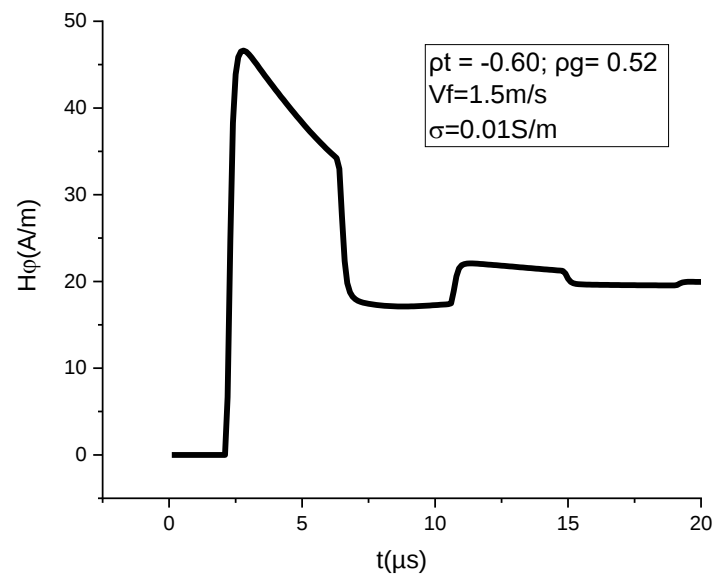


Figure 4.15 : Champ magnétique azimuthal calculé à la distance de 50m de la tour 634m

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

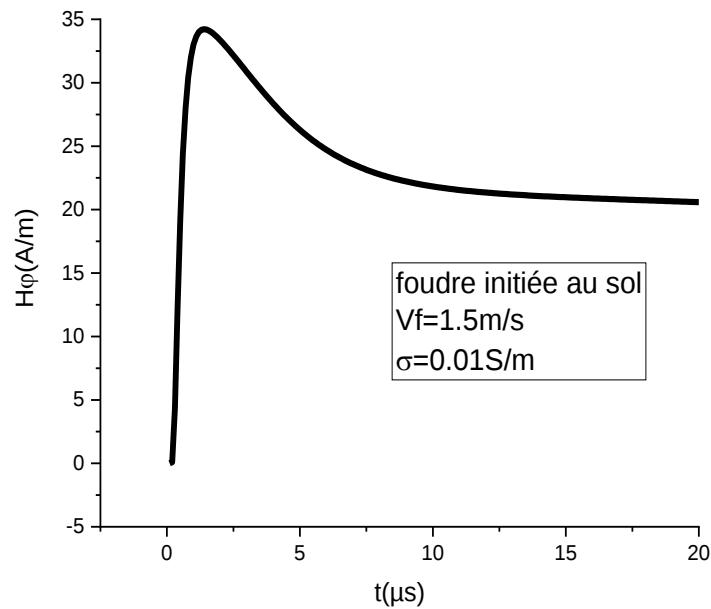


Figure 4.16 : Champ magnétique azimuthal d'un coup de foudre initié au sol à la distance de 50m en appliquant le modèle MTLE

Les remarques tirées à partir des formes d'ondes montrées dans les figures ci-dessus sont :

- 1- L'effets de la présence de l'objet élevé est très visible dans les formes d'ondes du champ magnétique azimuthal.
- 2- L'amplitude est plus faible en cas d'un foudroiement au sol (35A/m) qu'en cas d'un coup de foudre provoqué par l'interaction avec un objet élevé (37.5 A/m - 50A/m).
- 3- Les formes d'ondes du champ magnétique azimuthal sont presque identiques pour les deux tours 100m et 168m, pareil pour les deux tours 553m et 634m avec une large bande pour le cas de la tour 553m et 634m.
- 4- Pour le meme point d'observation et pour la meme conductivité, La polarité du champ magnétique est toujours positive pour chacun des coups de foudre initiés au sol et en présence des tours.

Pour les tours d'une hauteur supérieure à 100 m, la contribution de la tour au pic du champ électrique total est plus importante que celle du canal de la foudre.

4.2.4 Caractérisation des composantes du champ électromagnétique de la foudre par l'application des deux modèles d'Ingénieur (Rachidi & Baba et Rakov)

Dans cette partie du chapitre, nous présentons les résultats de simulation des allures des champs électriques et magnétiques de la foudre que nous avons obtenue grâce à l'application des deux modèles de distribution spatiotemporelle du courant le long du canal et le long de la tour de 168m (le modèle de Rachidi et al est présenté par le modèle TL, le modèle de Baba et Rakov est présenté par le modèle TL).

Les points d'observations considérés sont situés en dessous du sol (à une profondeur de 5m), au niveau du sol et en fin au-dessus du sol (à une hauteur de 10 m). La valeur de la conductivité σ est considérée dans cette étude égale à 0.01 S/m.

Les figures ci-dessous présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical, du champ électrique radial et du champ magnétique azimuthal à 50m de la tour.

4.2.4.1 En dessous du sol

Les figures 4.17, 4.18 et 4.19 montrent les composantes du champ électrique vertical, horizontal et azimuthal à la profondeur de 5m du sol de conductivité finie, au voisinage de la tour de 168m.

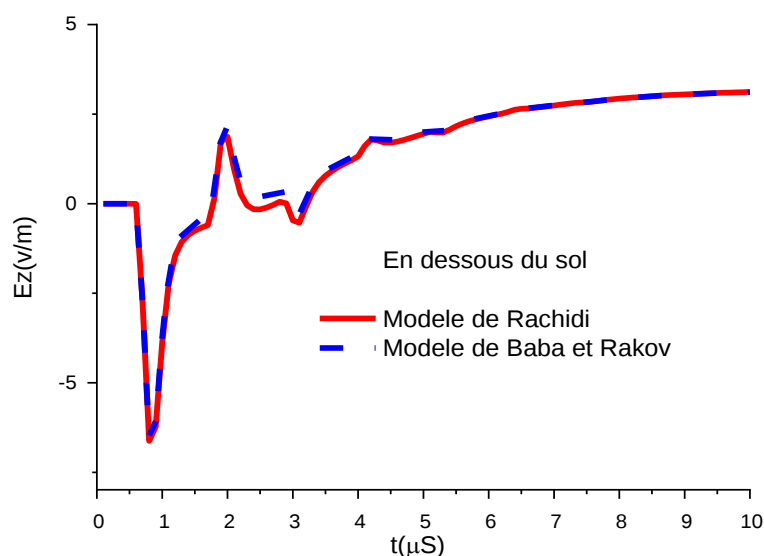


Figure 4.17 : Champ électrique vertical calculé à la profondeur de 5m au voisinage de la tour 168m

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

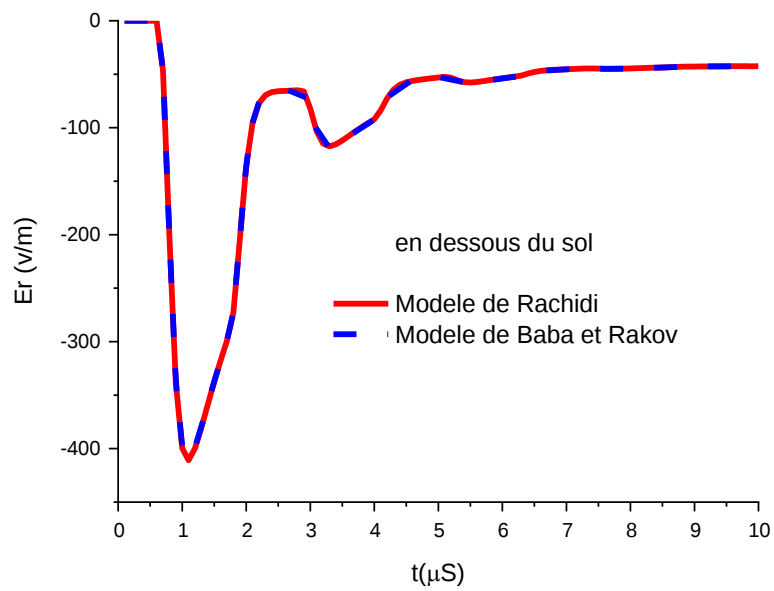


Figure 4.18 : Champ électrique radial calculé à la profondeur de 5m au voisinage de la tour 168m

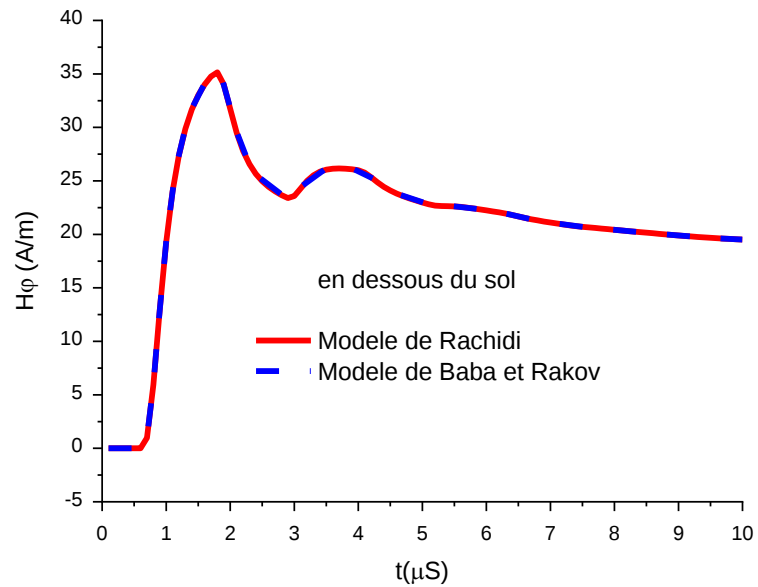


Figure 4.19 : Champ magnétique azimuthal calculé à la profondeur de 5m au voisinage de la tour 168m

Les formes d'ondes sont identiques suite à l'application des deux modèles de la distribution spatiotemporelle du courant à savoir Rachidi et Baba et Rakov.

4.2.4.2 Au niveau du sol

Les figures 4.20, 4.21 et 4.22 présentent les composantes du champ électrique vertical, horizontal et azimuthal au niveau du sol caractérisé par une conductivité finie, au point d'observation situé à 50m au voisinage de la tour de 168m.

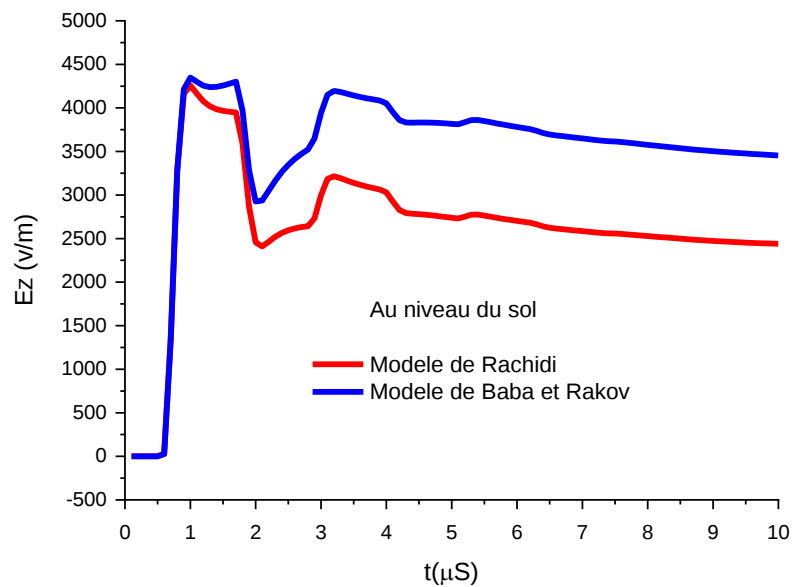


Figure 4.20 : Champ électrique vertical calculé au niveau du sol à 50m de la tour 168m

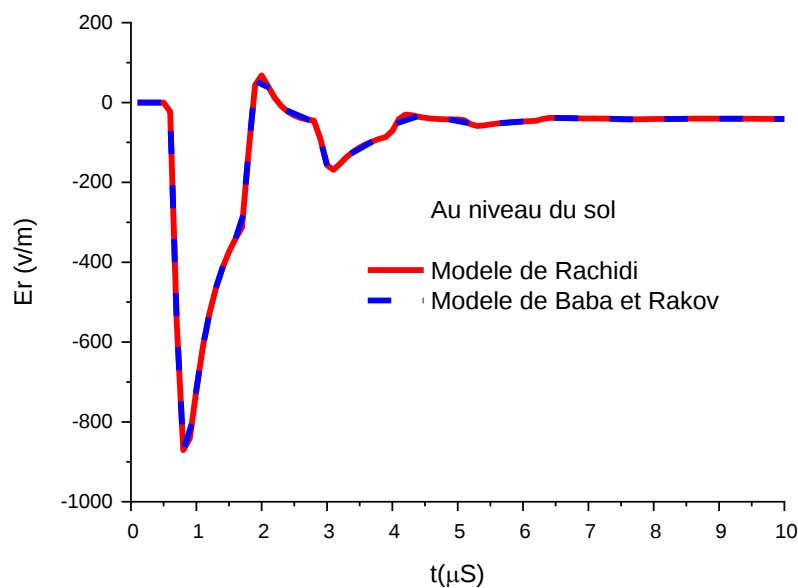


Figure 4.21 : Champ électrique radial calculé au niveau du sol au voisinage de la tour 168m

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

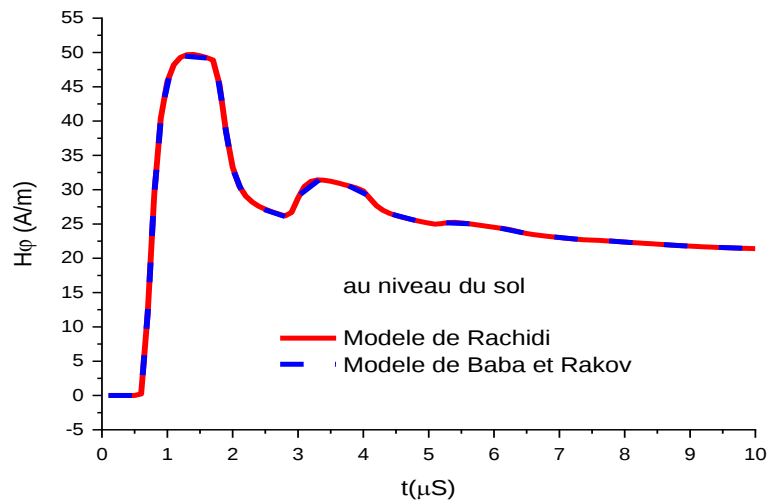


Figure 4.22 : Champ magnétique azimuthal calculé au niveau du sol à 50m de la tour 168m

Les formes d'ondes sont identiques concernant le champ magnétique azimuthal et le champ électrique radial suite à l'application des deux modèles de la distribution spatiotemporelle du courant à savoir Rachidi et Baba et Rakov. Cependant une différence d'amplitude est observée pour le champ électrique vertical, où elle a diminuer pour le cas du modèle de Rachidi et al.

4.2.4.3 Au-dessus du sol

Les figures 4.23, 4.24 et 4.25 présentent les composantes du champ électrique vertical, horizontal et azimuthal au-dessus du sol caractérisé par une conductivité finie à 50m de la tour.

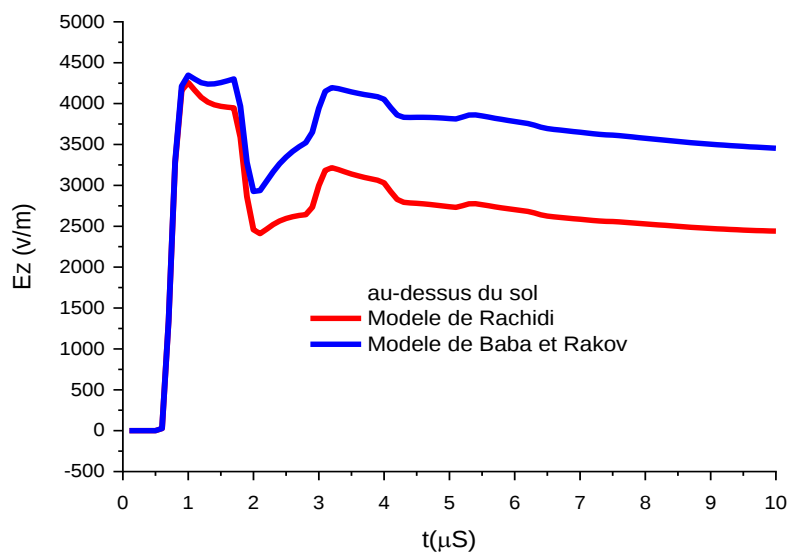


Figure 4.23 : Champ électrique vertical calculé au-dessus du sol à 50m de la tour 168m

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

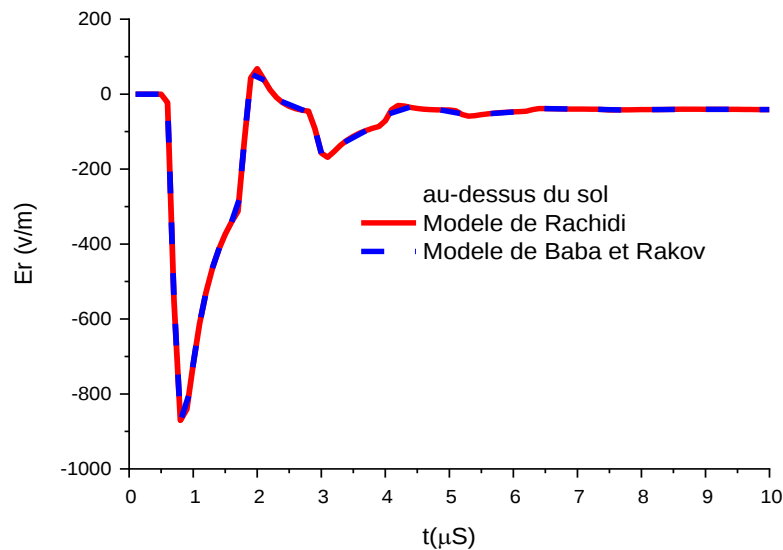


Figure 4.24 Champ électrique radial calculé au-dessus du sol au voisinage de la tour 168m

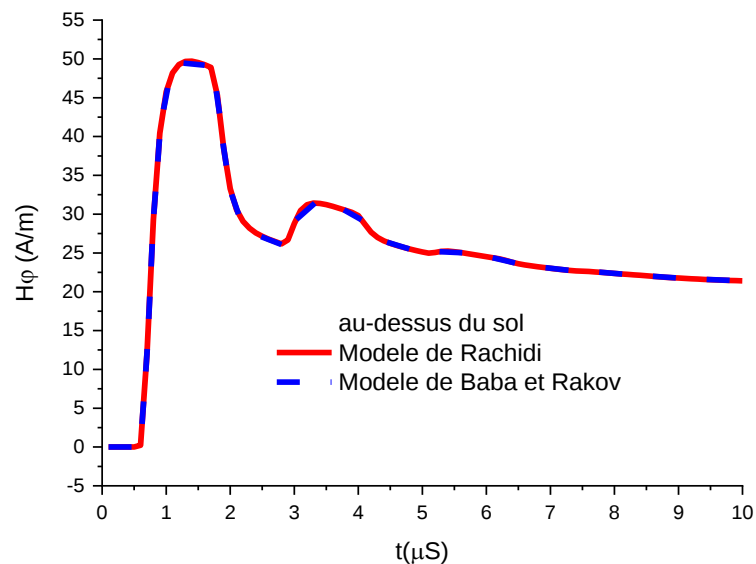


Figure 4.25 : Champ magnétique azimuthal calculé au-dessus du sol à 50m de la tour 168m

Les formes d'ondes présentées dans les figures ci-dessus des composantes du champ électromagnétique en présence de l'objet élevé au niveau du sol et au-dessus du sol sont identiques en point de vue allure et temps de montée pour les deux modèles.

Une différence d'amplitude apparait dans l'allure du champ électrique vertical à partir de 1μ s où les formes d'ondes ne s'identifient plus pour les deux modèles, la forme d'onde du champ électrique vertical pour le modèle de Rachidi se trouve être en dessous du celle du modèle de Baba et Rakov.

4.3 Variation de la vitesse de l'arc en retour

Dans les recherches effectuées dans le domaine de foudre en présence d'un objet élevé, la valeur de la vitesse de l'arc en retour à poser quelques débats surtout dans les modèles de distribution du courant dans la jonction sommet de la tour et la base du canal de foudre.

Certains chercheurs comme Idon et al. [80] En 1982 ont rapporté que la vitesse de l'arc en retour décroît en fonction de la hauteur, cette décroissance est plus marquée pour les premiers arcs en retour, ainsi que la vitesse des arcs en retour subséquents est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers, pour 17 premiers arcs en retour et 46 arcs en retour subséquents, les valeurs moyennes de vitesse sont respectivement, 96 m/ μ s et 120 m/ μ s. En 2003, Bermudez et al. [81] Ont effectué des mesures sur un coup de foudre tombant sur la tour CN au Canada, les vitesses mesurées ont une moyenne de 120 m/ μ s avec un maximum de 154 m/ μ s et un minimum de 65.4 m/ μ s [81]. Dans cette partie, le rayonnement de la foudre en présence d'objet élevé est calculé en faisant varier la vitesse de propagation de l'arc en retour.

4.3.1 Vitesse de l'arc en retour constante

Les figures ci-dessous montrent les formes d'ondes des composantes du champ électromagnétique de la foudre en présence de la tour CN, La vitesse est prise constante entre 100, 150 et 200m/ μ s pour une distance radiale de $r=50$ m au voisinage de la tour.

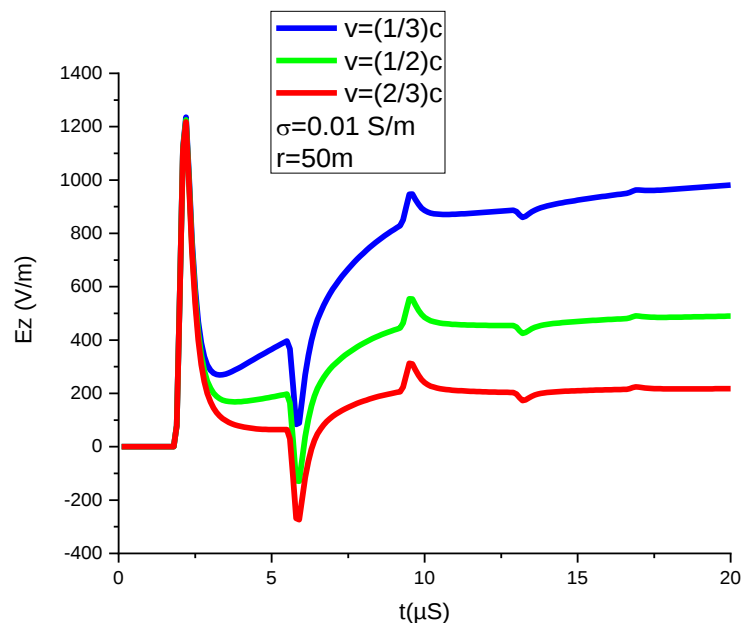


Figure 4.26 : Champ électrique vertical calculé à 50m de la tour CN de 553m

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

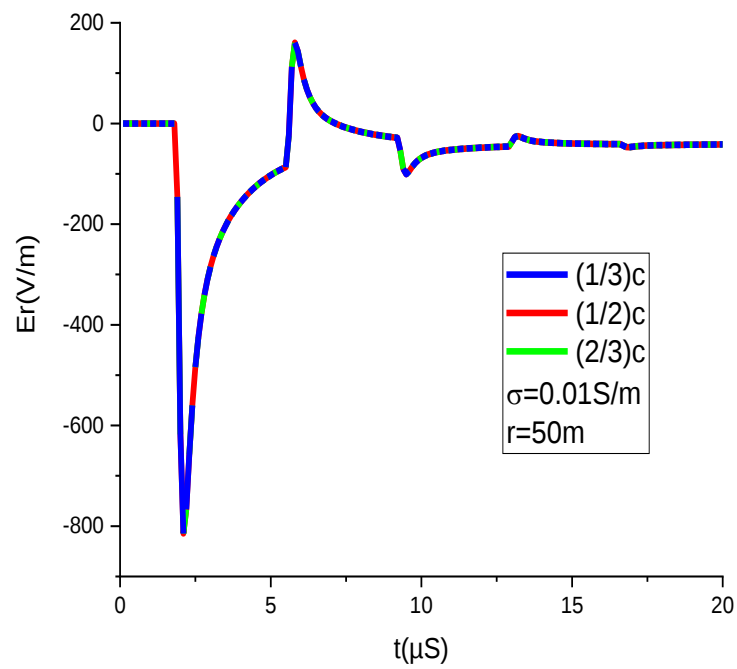


Figure 4.27 : Champ électrique radial calculé à 50m de la tour CN de 553m

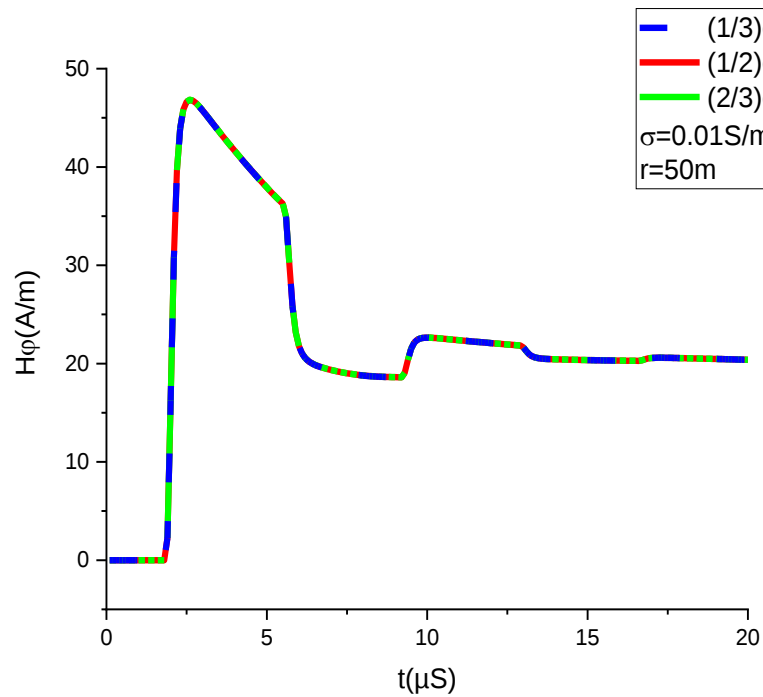


Figure 4.28 : Champ magnétique calculé à 50m de la tour CN de 553m

Suivant ces formes d'ondes, on remarque que seul le champ électrique vertical est affecté par la valeur de la vitesse de l'arc en retour.

4.3.2 Vitesse de l'arc en retour variable suivant le principe Doppler relativiste

Dans cette partie du chapitre nous présentons pour la première fois la révision des modèles théoriques classiques de la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal et le long de l'objet élevé, en proposant une nouvelle approche théorique basée sur l'effet Doppler relativiste pour la variation arbitraire de la vitesse de l'arc en retour dans la jonction (sommet de la tour/ canal de la foudre), l'expression analytique développée est appliquée pour calculer le rayonnement de la foudre généré par l'interaction de la foudre avec un objet élevé. La figure 4.29 présente la géométrie du problème.

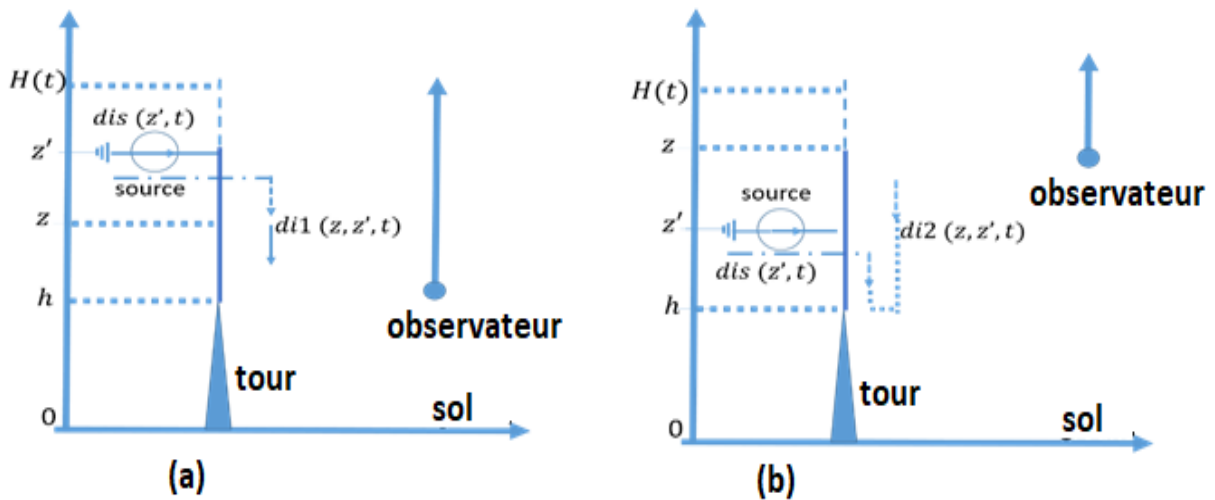


Figure 4.29 : Géométrie du problème

Figure 4.29 : Donne la représentation de la source distribuée du canal de la foudre dans les modèles de l'arc en retour considérant la présence de la tour, l'effet Doppler et les réflexions au sol (Adopté par Rachidi [46]).

- (a) La source de courant située à z' est au-dessus du point d'observation en z .
- (b) La source de courant située à z' est en dessous du point d'observation à z .

La distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour le long du canal vertical selon Rachidi et.al ; [46] est donnée par :

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

La distribution du courant le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$) est montrée dans l'équation (4.1)

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i\left(h, t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c}\right) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i\left(h, t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c}\right) \right] * u\left(t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c}\right) \quad (4.1)$$

La distribution du courant le long du canal de foudre ($z' \geq h$) est montrée dans l'équation (4.2)

$$i(z', t) = \left[P(z' - h) i_0\left(h, t - \frac{z' - h}{v}\right) - \rho_t i_0\left(h, t - \frac{z' - h}{c}\right) + (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_t^n \rho_g^{n+1} i\left(h, t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c}\right) \right] * u\left(t - \frac{z' - h}{v}\right) \quad (4.2)$$

Où :

h Est la hauteur de la tour, ρ_t et ρ_g sont respectivement les coefficients du courant au sommet et la base de la tour (voir chapitre 1, équations (1.11) et (1.12)).

Avant d'entamer l'extension des modèles de la distribution du courant le long du canal et le long de la tour, on procèdera à l'étude théorique et à la simulation des modèles révisés de L'arc en retour initié au sol

4.3.2.1 Modèles révisés de l'arc en retour initié au sol

Les modèles classiques de l'arc en retour initié au sol peuvent être classés en quatre catégories [48], les modèles gazo-dynamiques [48], les modèles électromagnétiques [3], les modèles de circuits distribués [82] et les modèles d'ingénieurs [49], Rakov et Uman [48] ont déclaré que les premières catégories de modèles n'ont jamais donné une satisfaction complète du point de vue de la prédiction des champs électromagnétiques rayonnés, de plus ils sont connus pour être des modèles lourds car ils nécessitent une connaissance des différents phénomènes physiques difficiles à déterminer avec précision tels que les coefficients d'ionisation et de recombinaison de l'air, les propriétés thermodynamiques du canal, les conductivités thermiques et électriques du canal.

Dans la deuxième catégorie de modèles, le calcul du champ électromagnétique est généralement effectué en utilisant soit la méthode des moments ([5]-[6]) qui est assez simple et donne des estimateurs cohérents (sous des hypothèses très faibles), bien que ces estimateurs soient souvent biaisés soit par la méthode FDTD ([83]-[84]). Le modèle de circuit distribué est utilisé pour déterminer le courant de foudre en fonction du temps et de la hauteur et ensuite le calcul du champ électromagnétique rayonné associé.

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

Les modèles de la dernière catégorie, appelés modèles d'ingénieurs, sont les modèles les plus utilisés par la communauté scientifique. En raison de leur simplicité, l'aspect physique de l'arc de retour n'est pas pris en compte, et ils reproduisent aussi fidèlement que possible les courbes expérimentales du champ électromagnétique pour des distances allant de quelques dizaines de mètres à quelques centaines de kilomètres.

Shoory et al. [77] ont développé une reformulation des modèles d'ingénieurs classiques du courant de l'arc en retour en prenant en compte les réflexions du front d'onde du courant de l'arc en retour et de l'effet Doppler dans l'extension d'une ligne de transmission modélisant le canal.

En tenant compte des réflexions au niveau du sol et au front d'onde de l'arc en retour et l'effet Doppler relativiste, le courant élémentaire $di_1(z', z, t)$ vu par un observateur à z , dû à une source de courant à z' ,

Pour le cas où $z' > z$ (Figure 4.30(a)), est donné par l'équation (4.3) : selon le modèle MTLE de Nucci et al. 1988 [26] ; et Rachidi et Nucci [30], en 1990.

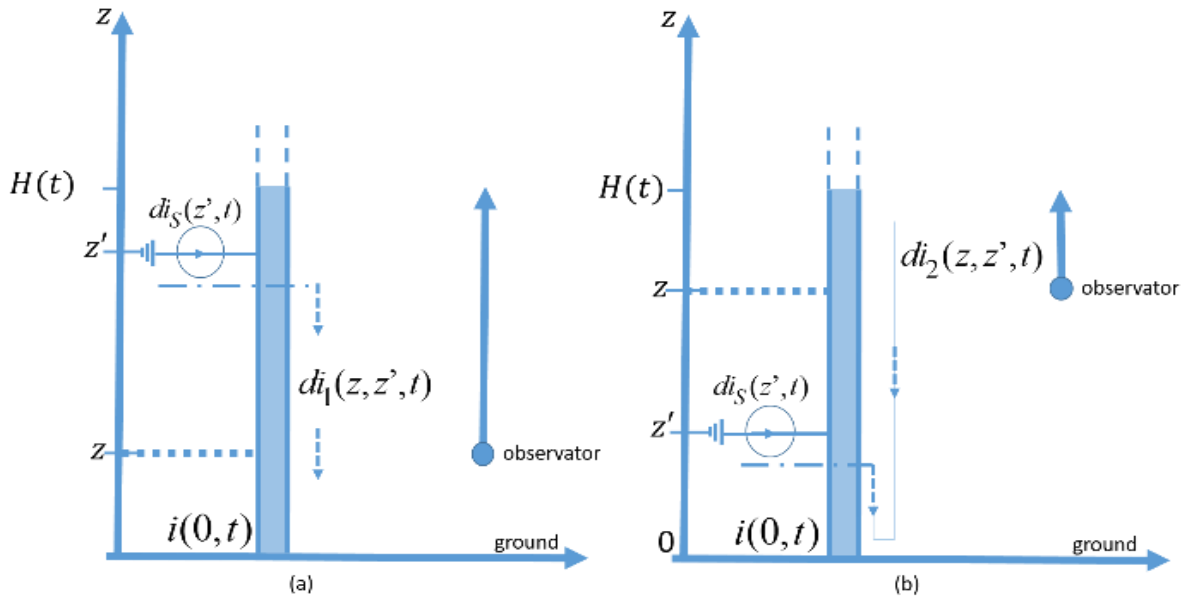


Figure 4.30 : Représentation de la source distribuée du canal de la foudre dans les modèles de l'arc en retour d'ingénieur considérant les réflexions au sol (Adopté par Shoory)

- (a) La source de courant située à z' est au-dessus du point d'observation en z et
- (b) La source de courant située à z' est en dessous du point d'observation à z .

Le canal de l'arc en retour est supposé être une ligne de transmission dont l'extrémité inférieure est fixée au niveau du sol [77].

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

$$\begin{aligned}
 di_1(Z, Z', t) = e^{-\frac{Z'}{\lambda}} dz' & \left\{ g\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} + \frac{Z}{c}\right) + \rho_g g\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} - \frac{Z}{c}\right) - \rho_g g\left(k\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} + \frac{Z}{c}\right)\right) \right. \\
 & - \rho^2_g g\left(k\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} - \frac{Z}{c}\right)\right) + \rho^2_g g\left(k^2\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} + \frac{Z}{c}\right)\right) \\
 & \left. + \rho^3_g g\left(k^2\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} - \frac{Z}{c}\right)\right) - \rho^3_g g\left(k^3\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} + \frac{Z}{c}\right)\right) + \dots \right\}
 \end{aligned} \quad (4.3)$$

Où Z est la hauteur au-dessus du sol.

g(t) peut être une fonction arbitraire, elle remplace le courant de l'arc en retour.

Avec k est le coefficient Doppler calculé comme suit :

$$k = \frac{c - v}{c + v} \quad (4.4)$$

Pour le cas où $z > z'$ (figure 4.30 b), le courant élémentaire vu par un observateur en z dû à une source de courant en z' peut s'écrire comme suit [77] :

$$\begin{aligned}
 di_2(Z, Z', t) = e^{-\frac{Z'}{\lambda}} dz' & \left\{ \rho_g g\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} - \frac{Z}{c}\right) - \rho_g g\left(k\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} + \frac{Z}{c}\right)\right) \right. \\
 & - \rho^2_g g\left(k\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} - \frac{Z}{c}\right)\right) + \rho^2_g g\left(k^2\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} + \frac{Z}{c}\right)\right) \\
 & \left. + \rho^3_g g\left(k^2\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} - \frac{Z}{c}\right)\right) - \rho^3_g g\left(k^3\left(t - \frac{Z'}{v} - \frac{Z'}{c} + \frac{Z}{c}\right)\right) + \dots \right\}
 \end{aligned} \quad (4.5)$$

En regroupant les termes des équations (4.3) et (4.5), on obtient les équations (4.6) et (4.7) respectivement.

$$\begin{aligned}
 di_1(z, z', t) = e^{-\frac{z'}{\lambda}} dz' & \left\{ g\left(t - \frac{z'}{v} - \frac{z' - z}{c}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \rho_g^n g\left(k^{n-1}\left(t - \frac{z'}{v} - \frac{z' - z}{c} - \frac{2z}{c}\right)\right) + \right. \\
 & \left. \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \rho_g^n g\left(k^n\left(t - \frac{z'}{v} - \frac{z' - z}{c}\right)\right) \right\}
 \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned}
 di_2(z, z', t) = e^{-\frac{z'}{\lambda}} dz' & + \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \rho_g^n g\left(k^{n-1}\left(t - \frac{z'}{v} - \frac{z' - z}{c} - \frac{2z}{c}\right)\right) + \right. \\
 & \left. \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \rho_g^n g\left(k^n\left(t - \frac{z'}{v} - \frac{z' - z}{c}\right)\right) \right\}
 \end{aligned} \quad (4.7)$$

Le courant total à une hauteur z dû à la représentation de source de courant distribuée dans la figure 4.30 (a,b) est obtenu en intégrant les deux équations (4.6) et (4.7) et en remplaçant la fonction arbitraire 'g' par le courant de l'arc en retour comme suit [77] :

$$i(z',t) = e^{-\frac{z}{\lambda}} i_0 \left(t - \frac{z'}{v_f}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \rho_g^n i_0 \left(k^{n-1} \left(t - \frac{z'}{c}\right)\right) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \rho_g^n i_0 \left(k^n \left(t - \frac{z'}{c}\right)\right) \quad (4.8)$$

L'équation (4.8) est une généralisation du modèle MTLE dans lequel les réflexions au niveau du sol et au front de l'onde de l'arc en retour sont prises en compte. Adoptée par Shoory et al.[77]

La généralisation de l'équation (4.8) correspondant à l'ajout du facteur d'atténuation $P(z')$ des modèles d'ingénieurs proposée par Rakov [23].

Dans cette partie du chapitre, nous avons appliqué l'expression mathématique (4.8) qui révisé les modèles de l'arc en retour initié au sol en prenant en compte les réflexions du front d'onde subséquent. Nos résultats sont comparés avec ceux obtenus par les modèles d'arc en retour initiés au sol à savoir le modèle MTLE. (Voir équation 1.8).

Nous avons considéré le cas de l'absence de réflexion dans un premier temps et une conductivité parfaite du sol et dans un second temps le coefficient de réflexion au sol fixé à 0 et 1 respectivement, puis 0.8 semblable au cas des tours (CN et Gaisberg) respectivement. Les figures 4.31, 4.32 montrent une comparaison des formes d'ondes du champ électrique vertical rayonné d'une foudre initiée au sol calculé par l'application du modèle MTLE-classique et par le modèle reformulé par Shoory et al.[77].

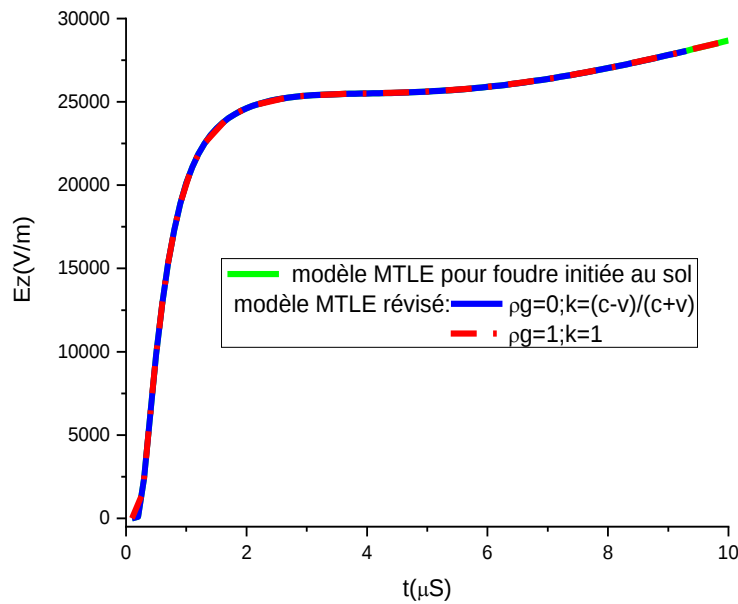


Figure 4.31 : Formes d'ondes du champ électrique vertical calculé à 50m du canal de foudre

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

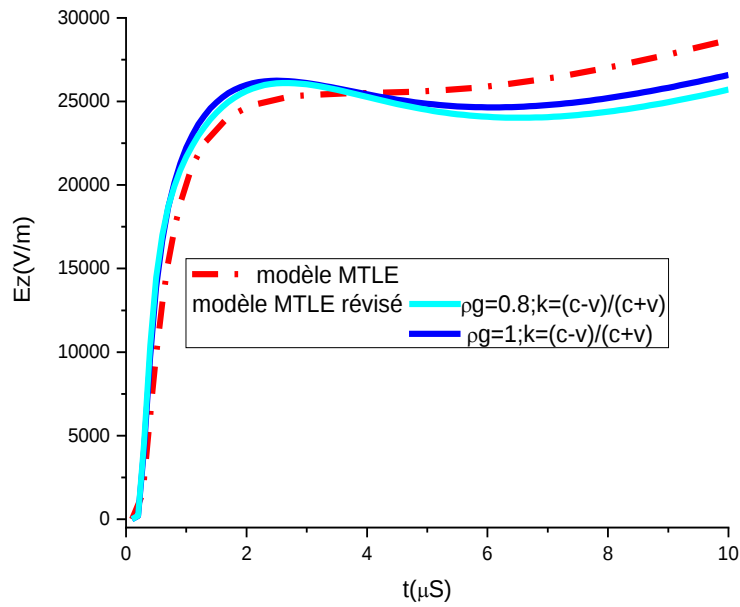


Figure 4.32 : Formes d'ondes du champ électrique vertical calculé à 50m du canal du foudre

La figures 4.33 montre les formes d'ondes du champ électrique radial généré par une foudre initiée au sol calculé par l'application du modèle MTLE-classique et par le modèle reformulé par Shoory et al.[77].

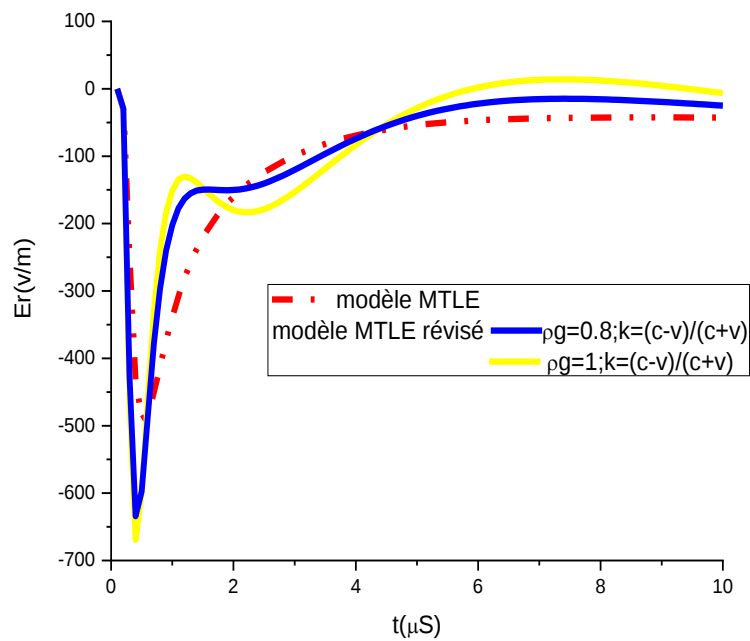


Figure 4.33 : Formes d'ondes du champ électrique radial calculé à 50m du canal de foudre

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

La figure 4.34 montre les formes d'ondes du champ magnétique azimuthal au voisinage de 50m du canal de foudre initiée au sol obtenus par l'application du modèle MTLE-classique et par le modèle reformulé par Shoory et al.[77].

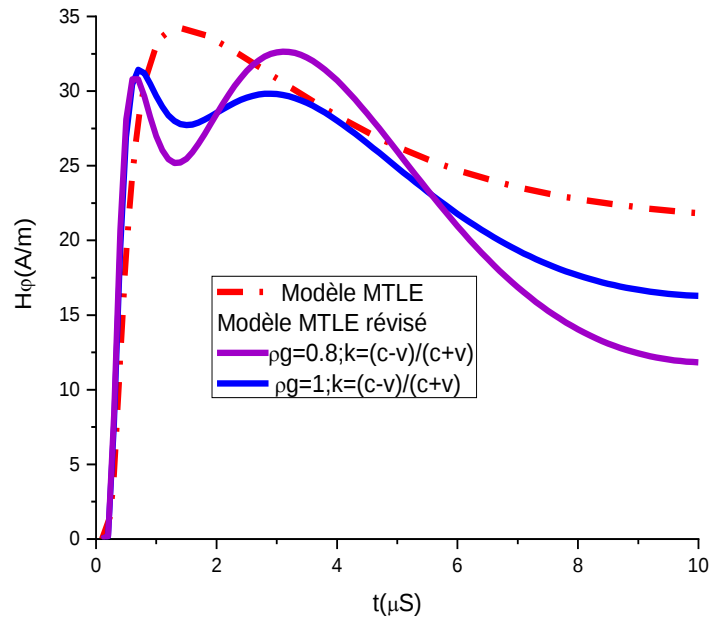


Figure 4.34 : Formes d'ondes du champ magnétique azimuthal

On remarque à partir des formes d'ondes du champ électrique vertical (figure 4.31) à la suite de l'application du modèle montré dans l'équation (4.8), que si le coefficient de réflexion au sol est pris égale à 0 et 1 et quel que soit la valeur du coefficient Doppler, on obtient une similitude avec les résultats du champ de foudre initiée au sol par le modèle MTLE qui sont en concordance avec les résultats adoptés par Mimouni et al. [85], [86].

Dès que le coefficient de réflexion au sol varie, les formes d'ondes de la composante du champ électrique vertical présentent des variations ou des réflexions visibles dans la forme d'onde (voir figure 4.32).

L'influence du coefficient de réflexion au sol est trop visible dans le comportement du champ électromagnétique de la foudre (figure 4.32-4.34).

On ne remarque pas un pic important dans les formes d'ondes du champ électrique vertical contrairement au champ radial (figure 4.33) et au champ magnétique azimuthal (figure 4.34). Cette étude fera l'objet de d'autres recherches dans le futur.

4.3.2.2 Modèle révisé de l'arc en retour en présence de tour

L'approche du modèle révisé de l'arc en retour en présence de tour que nous avons proposée [87], (figure 4.35) démontre que le courant injecté au sommet de la tour se divise en deux, un premier courant qui se propage le long du canal de foudre avec une vitesse de l'arc en retour v et un deuxième courant qui se propage vers le sol, le long de la tour, avec la vitesse de la lumière c . Après les réflexions à la base et au sommet de la tour, une partie du deuxième courant va être perçue par un observateur, transmise au canal de foudre avec une vitesse variable suivant le principe de Doppler relativiste.

L'onde transmise n'est plus au-devant du front de l'arc en retour, ceci va éliminer l'aspect non physique de l'approche de Baba et Rakov et de Rachidi et al.

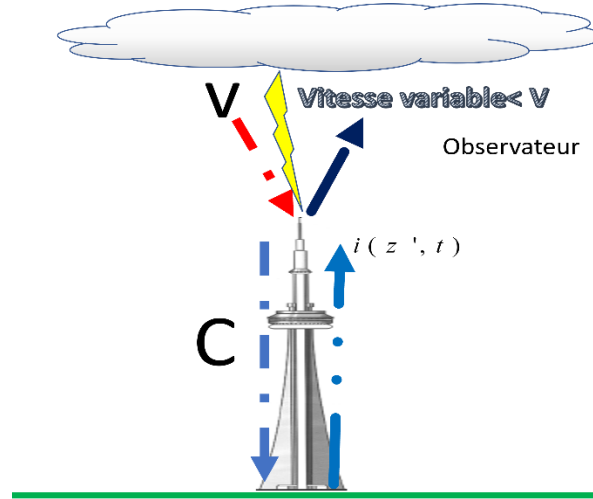


Figure 4.35 : Principe physique du modèle de distribution spatiotemporelle du courant révisé

Suivant la géométrie du problème montrée à la figure 4.29 (a), le courant $d i_1(Z, Z', t)$ est donné par l'équation (4.9). [87]

$$\begin{aligned}
 d i_1(Z, Z', t) = & e^{-\frac{(z'-h)}{\lambda}} dz' \left\{ i_0 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} \right) - \rho_t i_0 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2(z-h)}{c} \right) \right. \\
 & + \rho_g \rho_t^0 (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) i_0 \left(k^0 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2z}{c} \right) \right) \\
 & + \rho_g^2 \rho_t^1 (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) i_0 \left(k^1 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2z}{c} - \frac{2h}{c} \right) \right) \\
 & + \rho_g^3 \rho_t^2 (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) i_0 \left(k^2 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2z}{c} - \frac{4h}{c} \right) \right) \\
 & \left. + \rho_g^4 \rho_t^3 (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) i_0 \left(k^3 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2z}{c} - \frac{6h}{c} \right) \right) \dots \dots \right\} \quad (4.9)
 \end{aligned}$$

Selon la géométrie du problème montrée à la figure 4.29 (b), le courant $d i_2(Z, Z', t)$ est donné par l'équation (4.10). [87]

$$\begin{aligned}
 d i_2(Z, Z', t) = & e^{-\frac{(z'-h)}{\lambda}} dz' \left\{ -\rho_t i_0 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2(Z-h)}{c} \right) \right. \\
 & + \rho_g \rho_t^0 (1-\rho_t)(1+\rho_t) i_0 \left(k^0 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2z}{c} \right) \right. \\
 & + \rho^2_g \rho_t^1 (1-\rho_t)(1+\rho_t) i_0 \left(k^1 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2z}{c} - \frac{2h}{c} \right) \right. \\
 & + \rho^3_g \rho_t^2 (1-\rho_t)(1+\rho_t) i_0 \left(k^2 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2z}{c} - \frac{4h}{c} \right) \right. \\
 & \left. \left. + \rho^4_g \rho_t^3 (1-\rho_t)(1+\rho_t) i_0 \left(k^3 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2z}{c} - \frac{6h}{c} \right) \right) \dots \right\} \quad (4.10)
 \end{aligned}$$

Le courant le long du canal de foudre ($z' \geq z$) est montré dans l'équation (4.11)

$$\begin{aligned}
 d i_1(Z, Z', t) = & e^{-\frac{(z'-h)}{\lambda}} dz' \left\{ i_0 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} \right) \right. \\
 & - \rho_t i_0 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2(Z-h)}{c} \right) \\
 & \left. + (1-\rho_t)(1+\rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_0 \left(k^n \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2(n-1)h}{c} \right) \right) \right\} \quad (4.11)
 \end{aligned}$$

Le courant le long du canal de foudre ($z' \geq z$) est montré dans l'équation (4.12) [87]

$$\begin{aligned}
 d i_2(Z, Z', t) = & e^{-\frac{(z'-h)}{\lambda}} dz' \left\{ -\rho_t i_0 \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2(Z-h)}{c} \right) \right. \\
 & \left. + (1-\rho_t)(1+\rho_t) \sum_{n=1}^{\infty} \rho_g^n \rho_t^{n-1} i_0 \left(k^{n-1} \left(t - \frac{z'-h}{v} - \frac{z'}{c} + \frac{z}{c} - \frac{2(n-1)h}{c} \right) \right) \right\} \quad (4.12)
 \end{aligned}$$

En intégrant les deux équations (4.11) et (4.12) on trouve la distribution du courant le long du canal (4.13) : [87]

$$i(z, t) = \left[e^{\frac{(z'-h)}{\lambda}} i_0 \left(h, t - \frac{z-h}{v} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z-h}{c} \right) + (1-\rho_t)(1+\rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(k^n \left(h, t - \frac{h-z}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right) \right] \quad (4.13)$$

Dans ce modèle MTLE-révisé la vitesse sera variée suivant le principe Doppler relativiste dans la partie sommet canal de foudre, [87] là où les deux modèles de distribution spatiotemporelle du courant cités dans la littérature ont eu une certaine différence dans la valeur de vitesse v .

L'expression du courant dans le modèle MTLE-révisé [87] à travers la tour pour $0 < z < h$ est donnée par :

$$i(z', t) = (1-\rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] * u \left(t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad (4.14)$$

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

Les résultats de simulation montrés à la figure 4.36 concernent les formes d'ondes du courant à la base et au sommet de la tour CN au Canada par les deux modèles, celui de Rachidi et al, et le modèle MTLE-révisé, ces résultats montrent qu'il n'y a pas un changement dans l'allure du courant, ce qui montre que la forme de courant en présence d'une tour est en fonction de la structure de la tour elle-même.

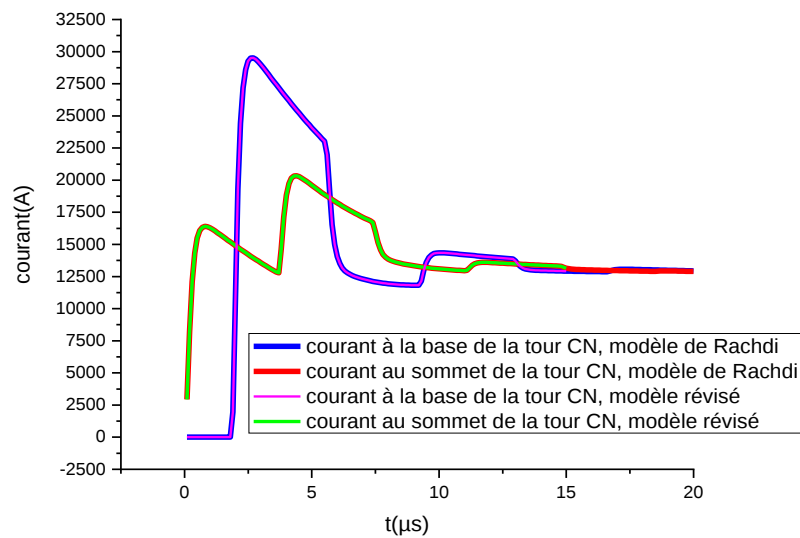


Figure 4.36 : Formes d'ondes du courant calculé au sommet et à la base de la tour (553 m)

Concernant le champ électromagnétique, les figures ci-dessous montrent la composante du champ électrique vertical, radial et le champ magnétique azimuthal calculés à la distance de 198 m et 185m de la tour Peissenberg (168m) respectivement.

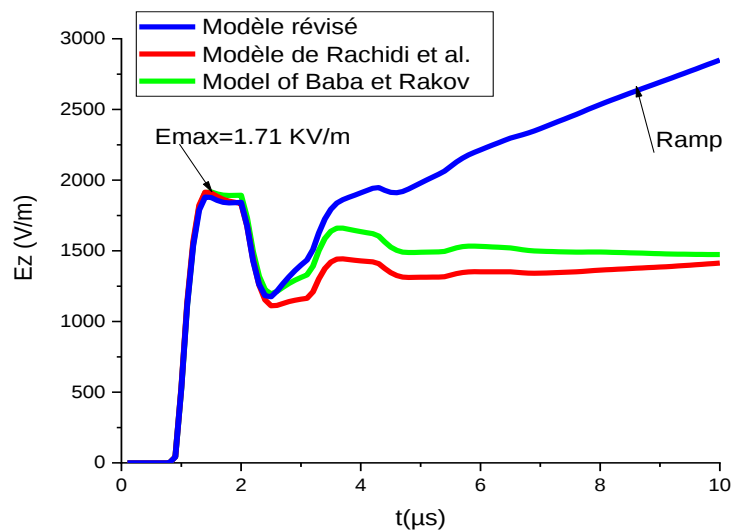


Figure 4.37 : Formes d'ondes du champ électrique vertical calculé à 198m de la tour (168 m)

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

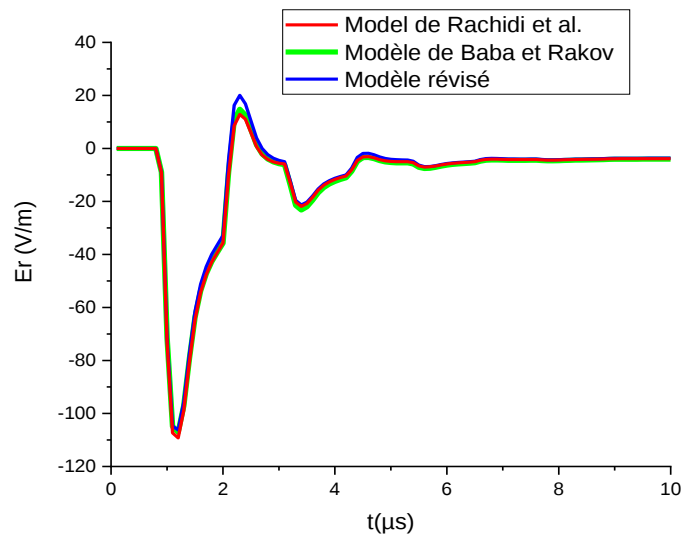


Figure 4.38 : Formes d'ondes du champ électrique radial calculé à 198 m de la tour (168 m)

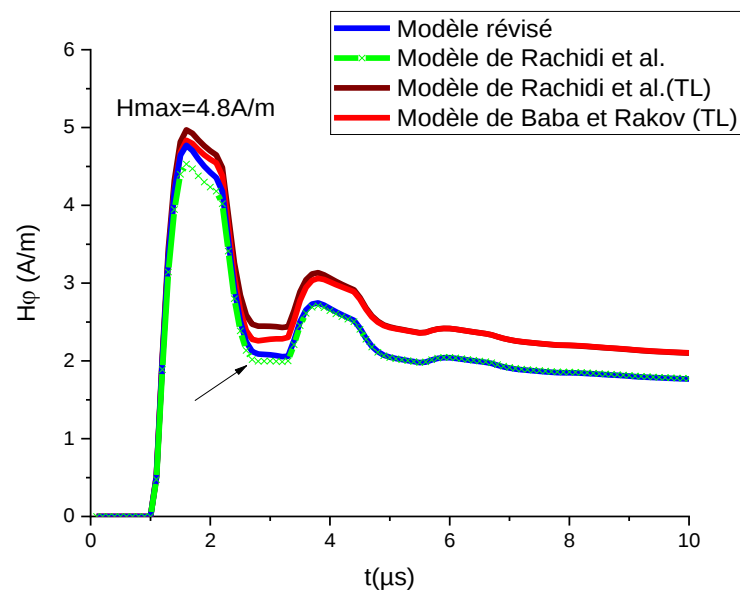


Figure 4.39 : Formes d'ondes du champ magnétique calculé à 185 m de la tour (168 m)

On remarque à partir de la figure 4.37 une élévation de la rampe du champ électrique vertical calculé par le modèle révisé contrairement aux modèles classiques, le champ électrique radial (figure 4.38) ne présente aucun changement dans l'allure suite à l'application des trois modèles, cependant il y a une légère différence observée dans la queue du champ magnétique : pour les modèles TL(Baba et Rakov et Rachidi), la queue est plus élevée comparée à celle observée pour le modèle révisé et le modèle de Rachidi présenté par le modèle-MTLE

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

S. Guerrieri et al. [67] ont présenté une forme d'onde du champ électrique vertical et du champ magnétique azimuthal mesurés à 198m et à 185m de la tour Peissenberg respectivement. Ces formes d'ondes sont montrées à la figure 4.40-a et 4.41-b respectivement.

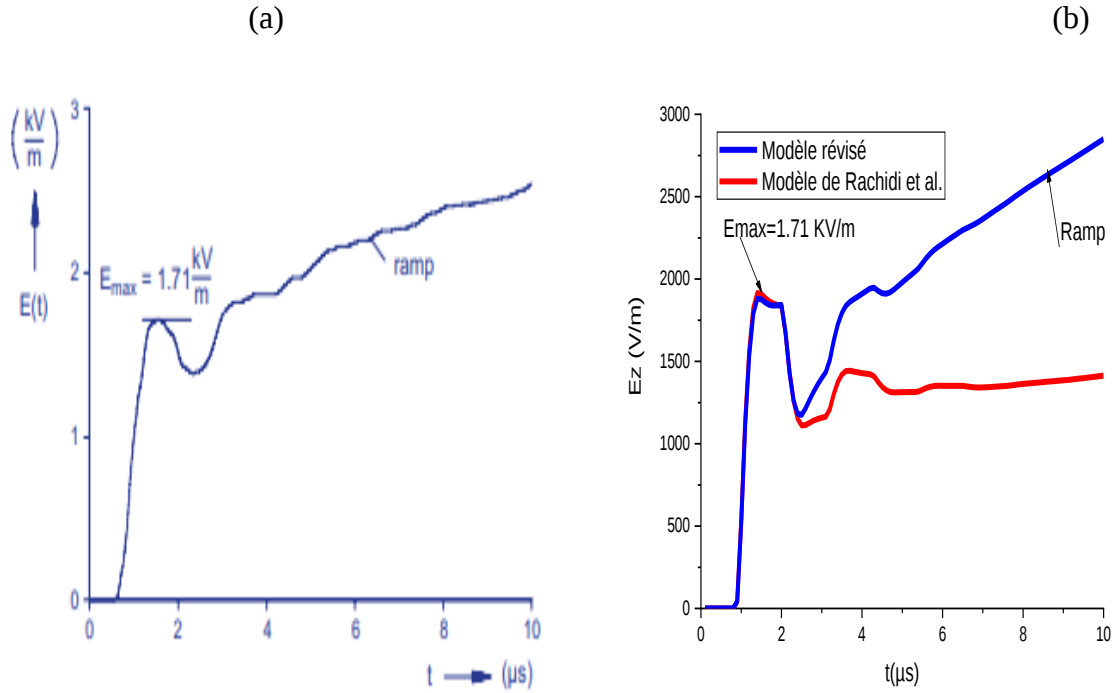


Figure 4.40 : Formes d'ondes du champ électrique (a) mesuré à 198m de la tour Peissenberg [67] (b) calculé à 198m au voisinage de la tour (168 m)

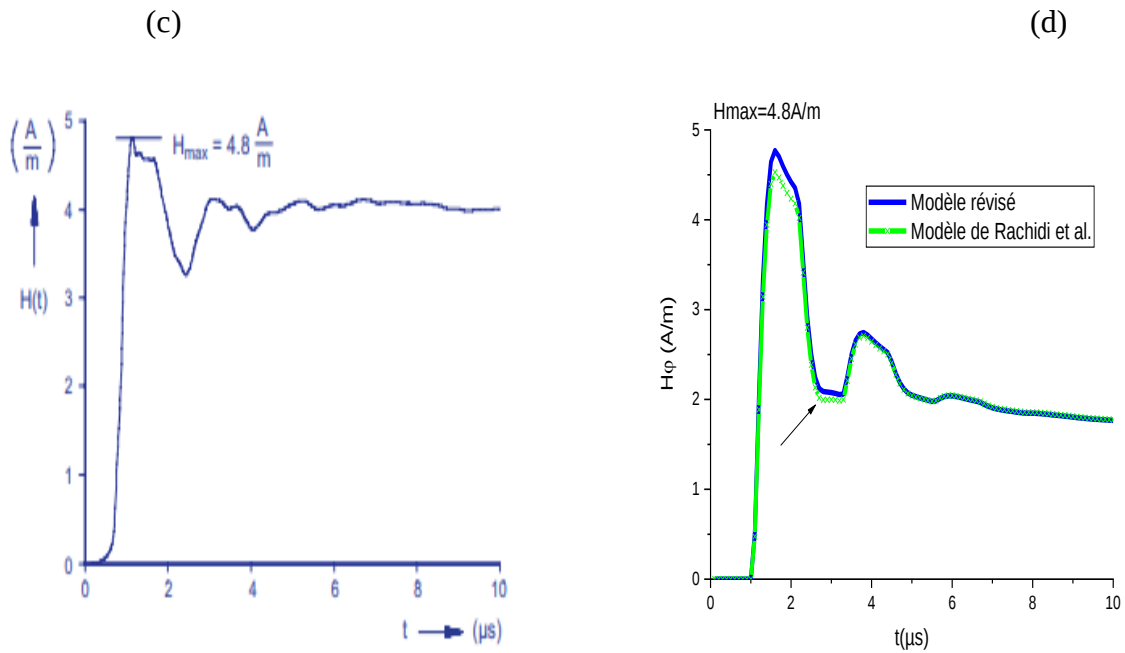


Figure 4.41 : Formes d'ondes du champ magnétique (c) mesuré à 185 m de la tour Peissenberg [67] (d) calculé à 185 m au voisinage de la tour (168 m)

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

Nos résultats de simulation concernant le calcul du champ électromagnétique proche (figures 4.2-4.16) ont été validés par comparaison avec ceux obtenus par Mimouni et al [85].

On observe à partir de la figure (4.40-a), que l'allure du champ électrique vertical mesuré présente une rampe assez importante, ce qui a été reproduit clairement dans nos résultats calculés à partir de notre modèle d'ingénieur MTLE-révisé [87], (voir figure 4.40-b) en utilisant la méthode FDTD-2D.

Concernant la figure 4.41(d), il y a une légère différence en point de vue forme d'onde de la queue du champ magnétique comparée avec celle mesurée.

Par manque de résultats mesurés du champ électrique radial, nous nous sommes contentés de présenter uniquement les résultats de simulation.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une étude du rayonnement électromagnétique proche de l'objet élevé, ou nous avons présenté des résultats de simulation numérique obtenus par le biais de la méthode de modélisation FDTD-2D, les composantes du champ électromagnétique étaient calculées en premier lieu pour des cas de vitesses constantes distinctes (100, 150 et 200 m/ μ s) ensuite pour un cas de vitesse variable, ou l'effet Doppler relativiste a été introduit dans le modèle de distribution spatiotemporelle du courant le long du canal. Cette inclusion de l'effet Doppler relativiste pour la variation de vitesse de propagation de l'onde de courant dans jonction sommet de la tour et canal de foudre nous a permis de réviser le modèle connu sous le nom du modèle d'ingénieur MTLE.

- Les résultats ont montré que seul le comportement du champ électrique vertical proche obtenu suite à l'application des deux modèles classiques (Rachidi et al et Baba et Rakov) est affecté par la valeur de la vitesse de l'arc en retour.
- L'effet de la variation de vitesse de l'arc en retour selon le principe de l'effet Doppler est visible dans le comportement du champ électromagnétique rayonné de la foudre en présence d'objets élevés. Cette visibilité se résume dans l'augmentation considérable dans la rampe de la queue du champ électrique vertical de la foudre, ce qui est en parfaite accord avec le résultat expérimental.

4- Contribution à l'étude du rayonnement de la foudre en présence d'une tour élevée

- Les formes d'ondes sont identiques concernant le champ magnétique azimutal et le champ électrique radial suite à l'application des deux modèles de la distribution spatiotemporelle du courant à savoir Rachidi et al., et Baba et Rakov.
- Cette formule du modèle MTLE révisé en présence de la tour à reproduit de manière très satisfaisante le comportement du champ électrique vertical mesuré au voisinage de la tour Peissenberg contrairement aux modèles théoriques classiques.
- Par manque de résultats expérimentaux du champ électrique radial, nos résultats se sont limités à une comparaison faite à partir des résultats de simulation obtenues par l'application des modèles de la distribution spatiotemporelle du courant (Rachidi et al et Baba et Rakov et le modèle MTLE-révisé), le comportement du champ n'a montré aucune différence, les trois modèles ont donné le même résultat.
- Concernant le champ magnétique azimutal, les résultats ont donné le même comportement du champ avec une diminution visible de la queue du champ par rapport au champ mesuré, le modèle TL présenté par le modèle de Rachidi et al et Baba et Rakov ont montré un peu plus d'augmentation de la queue comparé avec le modèle MTLE (révisé et celui de Rachidi et al). Par ailleurs, le modèle MTLE-révisé présente une meilleure queue que celui du modèle de Rachidi et al.
- La vitesse de l'arc en retour est surement très importante dans la caractérisation du courant de foudre et du rayonnement électromagnétique associé.
- Suite à la prise en compte des réflexions au niveau du sol et au front de l'onde de l'arc en retour et l'introduction du coefficient Doppler dans le modèle de distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre initiée au sol, nous avons remarqué un changement visible dans le comportement du champ électromagnétique rayonné, cette étude fera l'objet de nouvelle recherche dans le futur.

A noter : Tous les résultats obtenus dans ce chapitre sont très satisfaisants et contribueront dans la continuité de thèses de recherches faites dans le domaine de foudroiement en présence d'objet élevé citées dans la littérature. [88] --[92]

Le chapitre suivant mettra en revue l'application de la méthode Transmission Line Matrix en 2D dans le calcul du champ électromagnétique de la foudre initiée au sol donnant comme perspectives nouvelles l'élargissement de l'application de cette méthode dans le domaine du rayonnement de la foudre sur les objets élevés.

Chapitre 5

Méthode de modélisation numérique TLM-2D : Application au phénomène de foudre

5.1 Introduction

En 1971, PB Johns et al [93], [94] ont développé une technique numérique originale appelée TLM (Transmission Line Matrix) pour modéliser la propagation des ondes électromagnétiques avec l'incorporation des équations de Maxwell en faisant l'analogie entre la théorie des lignes de transmission selon le concept de circuit électrique avec le problème du champ électromagnétique.

Jusqu'à présent, l'application de la méthode TLM-2D dans le domaine de foudre interconnectée avec un objet élevé n'a pas vu le jour, il n'y a aucun résultat qui fut tiré à partir du calcul du rayonnement de la foudre en présence d'un objet élevé par cette méthode. Par conséquent, notre contribution dans ce domaine de recherche s'est limitée au calcul du courant de foudre par cette méthode.

L'objectif de ce chapitre est l'application de la méthode (TLM-2D) pour modéliser le courant de l'arc en retour et le champ électromagnétique associé pour une foudre à traceur descendant vers le sol, en injectant un courant de foudre de la forme d'une impulsion gaussienne et de la forme de la somme de deux fonctions d'Heidler. Le choix de la fonction Gaussienne est motivé par le fait que cette dernière a été utilisée par T. Matsuda, Y. Baba et al. [95] pour effectuer le calcul du champ électromagnétique de la foudre par le biais de la méthode TLM en trois dimensions (TLM-3D). Les résultats de simulation sont comparés à ceux obtenus par la technique Finite-Difference-Time-Domain en deux dimensions (2D- FDTD) et à ceux obtenus par les références [85],[86],[88] et [95].

5.2 Equations mathématiques Fondamentales

La technique TLM-2D est basée sur le concept de remplacer les problèmes de champ électromagnétique par un circuit électrique équivalent et d'établir une analogie entre ces composants et les paramètres du circuit électrique équivalent.

L'équation de propagation d'une onde électromagnétique peut être calculée à l'aide des équations de Maxwell (voir équations (2.1) et (2.2)).

Les équations de Maxwell fournissent des relations entre les variations des quantités électromagnétiques en tout point de l'espace.

Le développement des équations (2.1) et (2.2) dans les coordonnées cartésiennes peut être écrit comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \end{array} \right. \quad (5.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = J_x + \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = J_y + \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = J_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{array} \right. \quad (5.2)$$

Avec

Le champ électrique E , le champ magnétique H , perméabilité magnétique, conductivité électrique et la permittivité diélectrique du milieu sont μ , σ and ε , respectivement.

Il est possible de développer les équations (1) et (2) en coordonnées cylindriques et sphériques afin de les adapter à des problèmes de symétrie particulière.

Les équations (5.1) et (5.2) seront réduites comme le montrent les équations (5.3) -(5.4) lorsqu'il s'agira de la propagation d'une onde plane le long des axes x.

5- Méthode de modélisation numérique TLM-2D : Application au phénomène de foudre

$$\frac{\partial E_y(x,t)}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_z(x,t)}{\partial t} \quad (5.3)$$

$$-\frac{\partial H_z(x,t)}{\partial x} = j_y + \varepsilon \frac{\partial E_y(x,t)}{\partial t} \quad (5.4)$$

Ces équations sont obtenues en utilisant les composants électriques et magnétiques suivants :

$$E=(0,E_y,0) \quad (5.5)$$

$$H=(0,0,H_z) \quad (5.6)$$

Le champ électrique verticale dans l'axe des y noté E_y est égale à un rapport entre la densité de courant et la conductivité du sol comme le montre l'équation (5.7) :

$$E_y = \frac{j_y}{\sigma} \quad (5.7)$$

En introduisant l'équation (5.7) dans les équations (5.3) et (5.4) et en assemblant les deux équations, l'équation de la densité de courant est obtenue et montrée dans l'équation (5.8).

$$\frac{\partial^2 j_y(x,t)}{\partial x^2} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 j_y(x,t)}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial j_y(x,t)}{\partial t} \quad (5.8)$$

D'après la théorie des ondes, les équations des lois de Faraday et d'Ampère (voir (2.1) et (2.2)) seront données pour le mode transversal électrique "TE" comme suit :

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (5.10)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (5.11)$$

Ces équations différentielles partielles seront résolues numériquement par la méthode TLM -2D

5.3 Concept de la méthode TLM 2D

La méthode TLM a été introduite il y a treize ans [93], afin de remplacer les problèmes de champ électromagnétique par un circuit électrique équivalent. Elle utilise un maillage virtuel de deux lignes de transmission interconnectées formant soit un angle de 90° appelé nœud série (voir figure 5.1 et 5.2), pour modéliser une onde transverse électrique (TE).

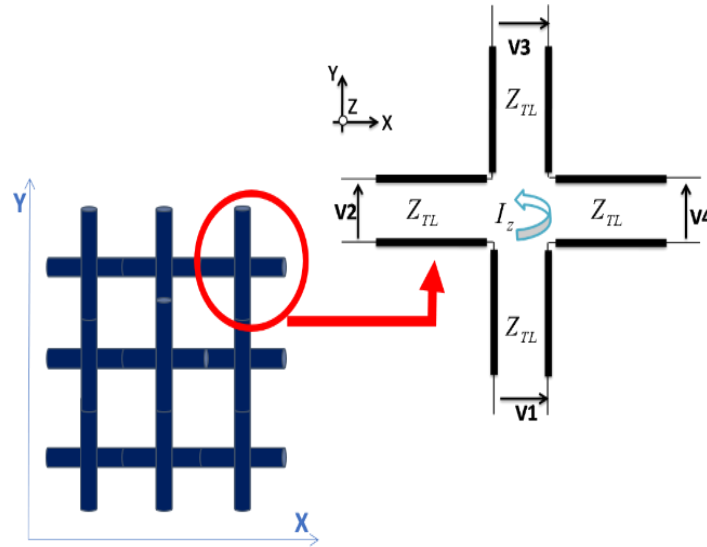


Figure 5.1 Présentation générale du maillage de la méthode TLM -2D

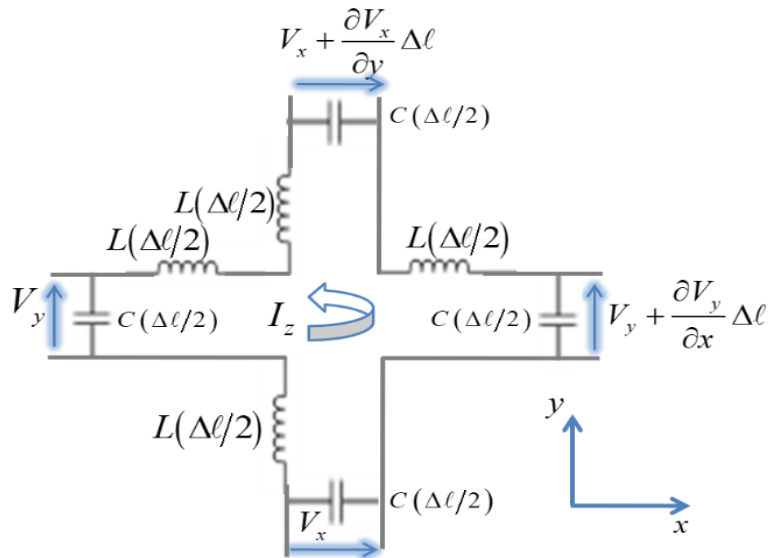


Figure 5.2 : Structure du nœud de série

L'équation (5.12) est obtenue en appliquant la loi de Kirchhoff dans le plan x, y selon la figure 5.1 comme suit

5- Méthode de modélisation numérique TLM-2D : Application au phénomène de foudre

$$\frac{\partial V_y}{\partial x} \Delta \ell - \frac{\partial V_x}{\partial y} \Delta \ell + 4L \frac{\Delta \ell}{2} \frac{\partial I_z}{\partial t} = 0 \quad (5.12)$$

Divisez par $\Delta \ell$, On obtient l'équation différentielle partielle (5.13) qui définit l'équation de tension de nœud en série présentée dans la figure 5.2.

$$\frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} = 2L \frac{\partial I_z}{\partial t} \quad (5.13)$$

Où L : est l'inductance par unité de longueur (H/m).

C : est la capacité par unité de longueur (F/m).

V_x et V_y sont les tensions dans les axes x et y respectivement. I_z est le courant dans l'axe des z . $\Delta \ell$: est la longueur différentielle d'une ligne de transmission (m).

Le développement du modèle 2D-TLM est basé sur des mailles hautement structurées, la discrétisation doit être fine [60] pour minimiser les erreurs, c'est-à-dire qu'aucun espace ne doit être beaucoup plus petit que la longueur d'onde.

$$\Delta \ell < \frac{\lambda}{10} \quad (5.14)$$

Le mode de propagation des ondes dans le maillage 2D-TLM suit les processus de connexion et de dispersion (voir figure 5.3-5.4) selon le principe de Huygens [96].

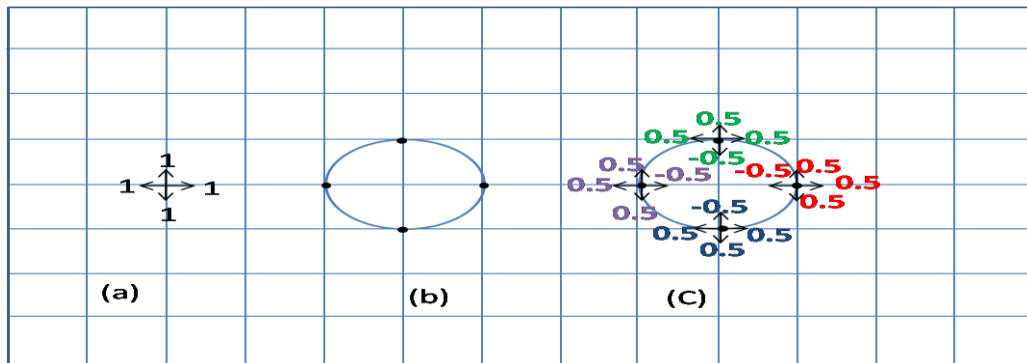


Figure 5.3 : (a) : Excitation initiale symétrique à $t=0$ dans un maillage 2D (le point central disperse une onde), (b) : le front d'onde à $t=\Delta t$, (c) : Le point sur le front d'onde disperse l'onde.

À un instant k , quatre impulsions incidentes sur tous les ports du nœud sont dispersées vers les nœuds adjacents pour le prochain pas de temps $k+1$ et le processus se répète.

5- Méthode de modélisation numérique TLM-2D : Application au phénomène de foudre

Les tensions qui sont réfléchies dans les 4 ports sont données par le système d'équation (5.15) comme suit [94] :

$$\begin{bmatrix} {}_k V_1^r \\ {}_k V_2^r \\ {}_k V_3^r \\ {}_k V_4^r \end{bmatrix}^r = 0.5 \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ -1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_k V_1^i \\ {}_k V_2^i \\ {}_k V_3^i \\ {}_k V_4^i \end{bmatrix}^i \quad (5.15)$$

En forme générale ${}_k V^r = S_k V^i$

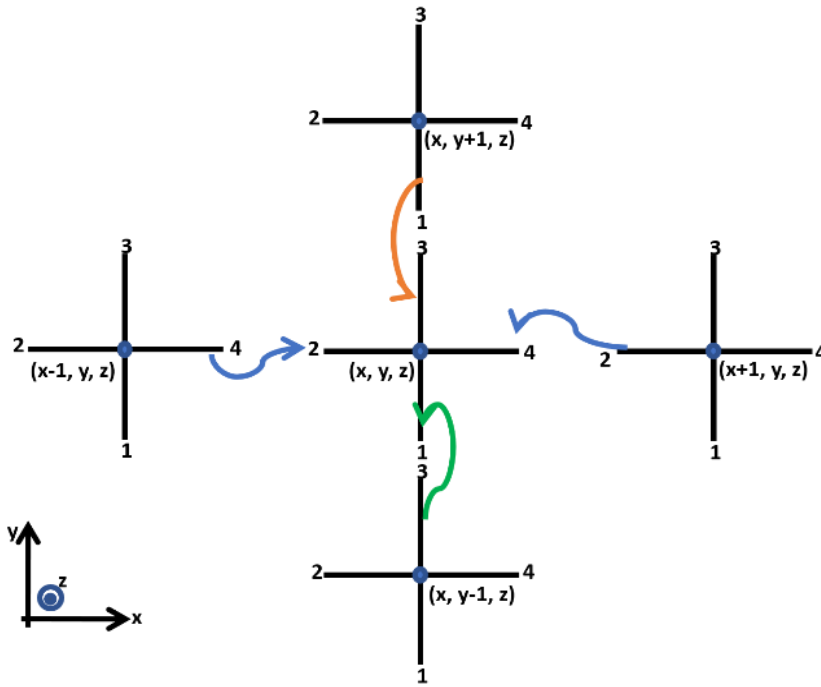


Figure 5.4 : Processus de connexion

Le processus de connexion [93] est donné par le système d'équation (5.16), en général, sous la forme de :

$$\begin{aligned} {}_{k+1} V_1^i(x, y, z) &= {}_k V_3^r(x, y-1, z) \\ {}_{k+1} V_2^i(x, y, z) &= {}_k V_4^r(x-1, y, z) \\ {}_{k+1} V_3^i(x, y, z) &= {}_k V_1^r(x, y+1, z) \\ {}_{k+1} V_4^i(x, y, z) &= {}_k V_2^r(x+1, y, z) \end{aligned} \quad (5.16)$$

En forme générale ${}_{k+1} V^i = C_k V^r$

Où les indices i et r représentent respectivement l'onde incidente et l'onde réfléchie, k est l'incrément de temps.

5.4 TLM-2D appliquée au phénomène de foudre

L'application de la méthode TLM-2D est rare dans le domaine de foudre, il y a peu de chercheurs qui l'ont utilisé dans le calcul du rayonnement de la foudre initiée au sol, et aucune application de cette méthode dans le cas de foudre générée par l'interaction avec un objet élevé.

5.4.1 Courant de foudre calculé par la méthode TLM-2D

Le champ électromagnétique rayonné par la foudre se compose de d'un champ électrique radial E_r , un champ électrique vertical E_z et un champ magnétique azimutal H_φ .

$i(0,t)$ et $i(z',t)$ sont respectivement le courant de foudre à la base et à la hauteur du canal de foudre. $p(r,\varphi,z)$ un point d'observation.

Un maillage 2D est développé en coordonnées cylindriques afin qu'il soit adapté aux problèmes de foudre avec une symétrie particulière.

Les équations (5.1) et (5.2) deviennent dans les coordonnées cylindriques comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right) \\ \sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} &= -\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \quad \Rightarrow \\ \sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial (r H_\varphi)}{\partial r} \end{aligned} \quad (5.17)$$

L'équation (5.18) est donnée dans les coordonnées cylindriques correspondante au nœud série comme suit :

$$\frac{\partial I_\varphi}{\partial t} = \frac{1}{2L} \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} - \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) \quad (5.18)$$

L'analogie entre les équations (5.18) et (5.17) donne l'équivalence suivante :

5- Méthode de modélisation numérique TLM-2D : Application au phénomène de foudre

$$\begin{aligned}
 V_z &\equiv E_z \\
 V_r &\equiv E_r \\
 I_\varphi &\equiv H_\varphi \\
 2L &\equiv \mu
 \end{aligned}
 \tag{5.19}$$

Où le champ électrique E de la foudre est équivalent à la tension V et le champ magnétique H au courant de foudre I, la perméabilité magnétique μ est équivalente à deux fois l'inductance L.

Le calcul des composantes du champ électromagnétique sera effectué à partir des impulsions de tension incidentes à chaque nœud.

$${}_k H_\varphi = \frac{{}_k I_\varphi}{\Delta \ell} = \frac{{}_k V_1^i - {}_k V_2^i - {}_k V_3^i + {}_k V_4^i}{2 \Delta \ell Z_{TL}}
 \tag{5.20}$$

$${}_k E_r = - \frac{{}_k V_1^i + {}_k V_3^i}{\Delta \ell}
 \tag{5.21}$$

$${}_k E_z = - \frac{{}_k V_2^i + {}_k V_4^i}{\Delta \ell}
 \tag{5.22}$$

Le modèle du courant à la base du canal utilisé dans la compilation est celui de la somme de deux fonctions d'Heidler (expression 1.5 au chapitre 1) dont les paramètres sont les suivant : $I_{01}=10.7\text{kA}$, $I_{02}=6.5\text{kA}$, $\tau_{11}=0.25\mu\text{s}$, $\tau_{12}=2.5\mu\text{s}$, $\tau_{21}=2\mu\text{s}$, $\tau_{22}=230\mu\text{s}$, $n_1=2$ et $n_2=2$.

Les pas spatiaux pour l'axe r et l'axe z respectivement dans le système de coordonnées cylindriques sont : $\Delta r=\Delta z=1\text{m}$, le pas de temps $\Delta t=1\text{ns}$.

Il est indispensable d'imposer au domaine d'étude des conditions aux limites dites absorbantes pour respecter l'aspect non borné du problème.

1- PEC

Le port 1 n'a pas un nœud adjacent mais un conducteur électrique parfait et donc il faut faire un arrangement dans le procédé de connexion (Figure 5.5).

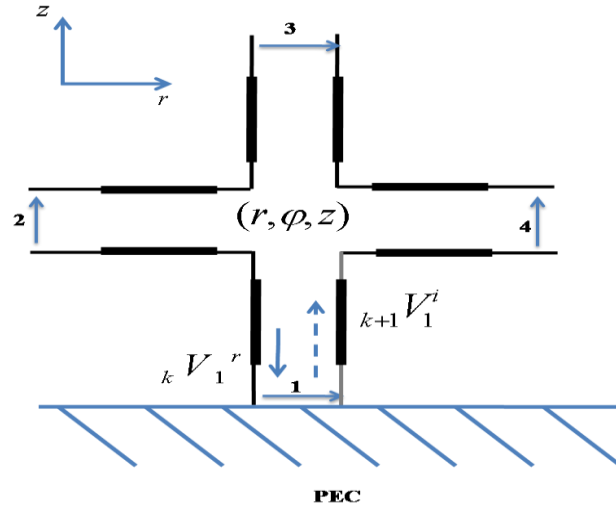


Figure 5.5 : Nœud série avec PEC

$${}_{k+1}V_1^i(r, \varphi, z) = - {}_kV_1^r(r, \varphi, z) \quad (5.23)$$

L'impulsion reflétée du nœud (r, φ, z) à l'étape temporelle k se déplace vers le port 1, rencontrera un court-circuit (frontière du PEC) et sera reflétée et deviendra incidente sur le même nœud et port à l'étape temporelle $k+1$.

2- Limite avec une impédance Z

On introduira une impédance Z au port 4 et au port 3 dans tous les nœuds qui se trouve à la limite fictive, comme ça été montré dans la figure 5.6.

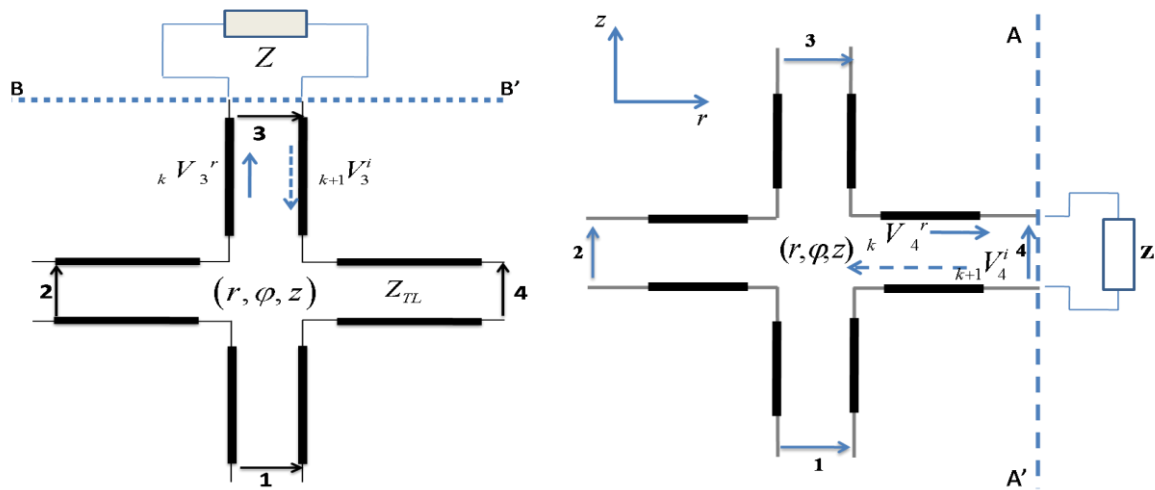


Figure 5.6 : Représentation du nœud série (r, φ, z) avec une limite Impédance Z

$$Z = \eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} \quad Z_{TL} = \eta_0 / \sqrt{2} \quad (5.24)$$

$${}_{k+1}V_3^i(r, \varphi, z) = \Gamma_k^* V_3^r(r, \varphi, z) \quad (5.25)$$

$${}_{k+1}V_4^i(r, \varphi, z) = \Gamma_k^* V_4^r(r, \varphi, z) \quad (5.26)$$

Avec Γ le coefficient de réflexion :

$$\Gamma = \frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{2} + 1} \quad (5.27)$$

La figure 5.7 présente le courant de foudre typique représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler correspondant à des arcs en retour subséquents typiques (valeur du pic de courant 12 kA, selon les données expérimentales de Berger) Calculé par la méthode TLM-2D.

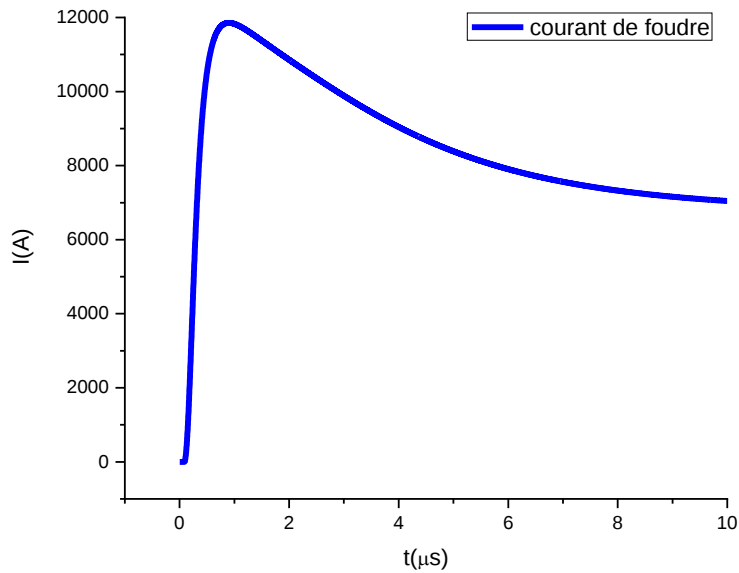


Figure 5.7 : Courant de foudre typique calculé par la méthode TLM-2D

La figure 5.8 présente le courant de foudre à la base de la tour Gaisberg selon le modèle de distribution de Baba et Rakov pour un temps de simulation égale à 10 μs, le courant typique représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler est injecté.

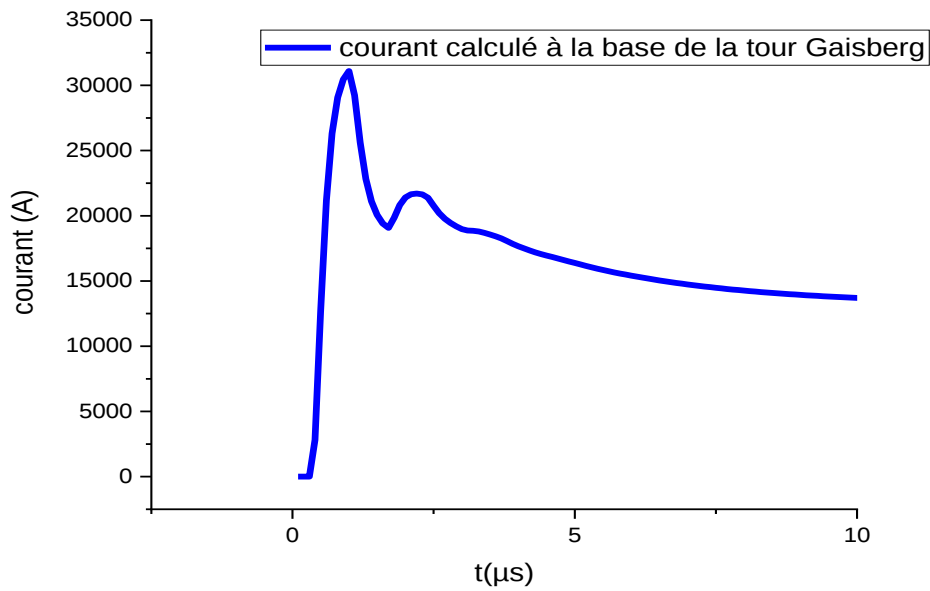


Figure 5.8: Courant de foudre typique calculé à la base de la tour Gaisberg

Les résultats montrés aux figures 5.7 et 5.8 présentent les courants de foudre typique de l'arc en retour initié au sol et calculé à la base de la tour Gaisberg de 100m de haut. Il faut noter que la modélisation de la tour par le modèle TLM-2D est une tâche assez délicate qui nécessite l'adaptation de la méthode pour permettre le calcul du rayonnement EM de la foudre en présence d'objets élevés.

5.4.2 Calcul du champ électromagnétique de la foudre initiée au sol

La géométrie adoptée pour le calcul et la caractérisation du champ électromagnétique en présence d'objets élevés est illustrée à la figure 5.9.

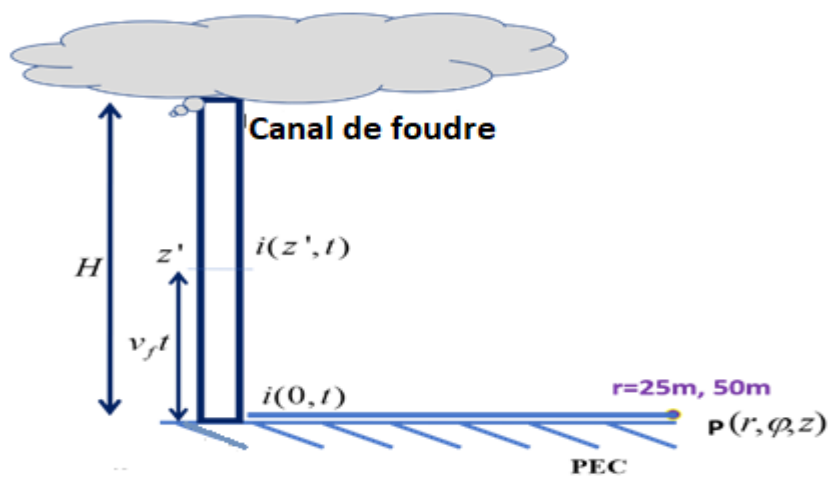


Figure 5.9 : Géométrie adoptée

Où H est la hauteur du canal à foudre, la vitesse de l'arc en retour de la foudre est notée v_f .

➤ Le courant injecté est de forme gaussienne [97] avec un pic = 1kA (figure 5.10) et une largeur temporelle=100ns. $c = 300\text{m}/\mu\text{s}$; $\Delta t = 2,35\text{ns}$.

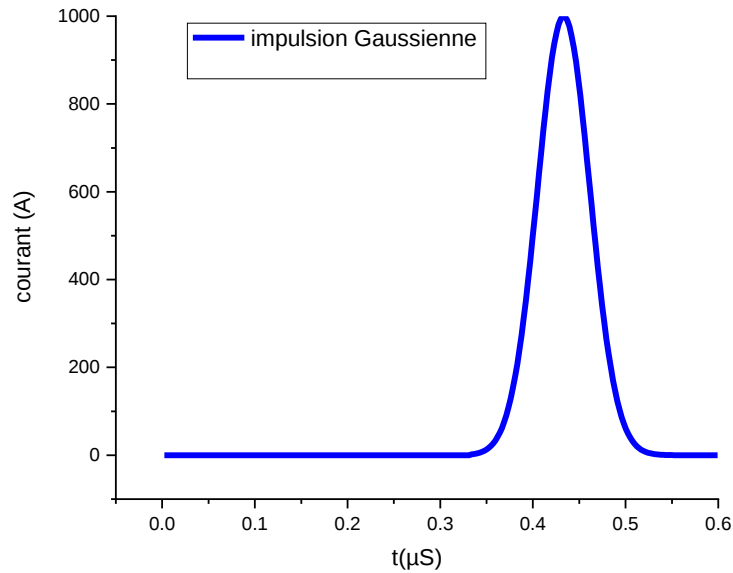


Figure 5.10 : Courant de forme gaussienne calculé par la méthode TLM-2D

La distribution spatiotemporelle du courant est montrée dans la figure 5.11

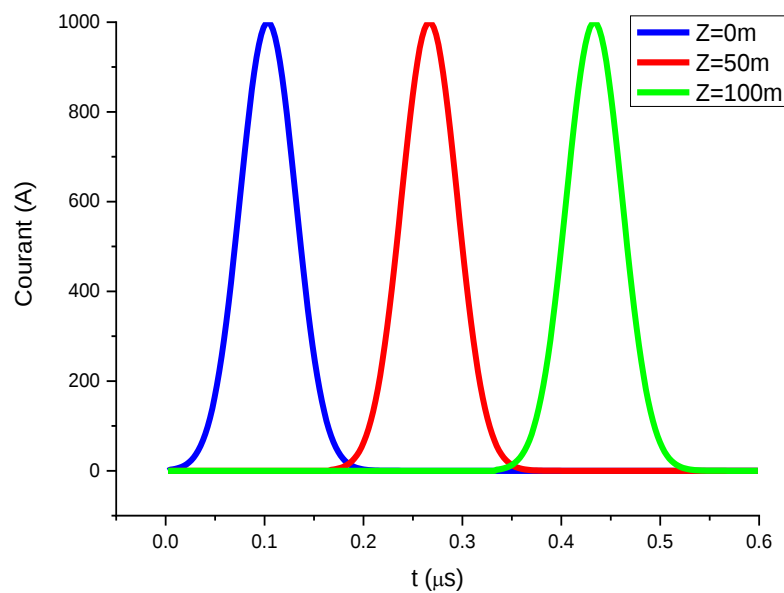


Figure 5.11 : Distribution spatiotemporelle du courant le long du canal

5- Méthode de modélisation numérique TLM-2D : Application au phénomène de foudre

Les résultats de simulation sont comparés avec ceux obtenus par la méthode FDTD-2D, ils sont montrés dans les figures (5.12, 5.13 et 5.14).

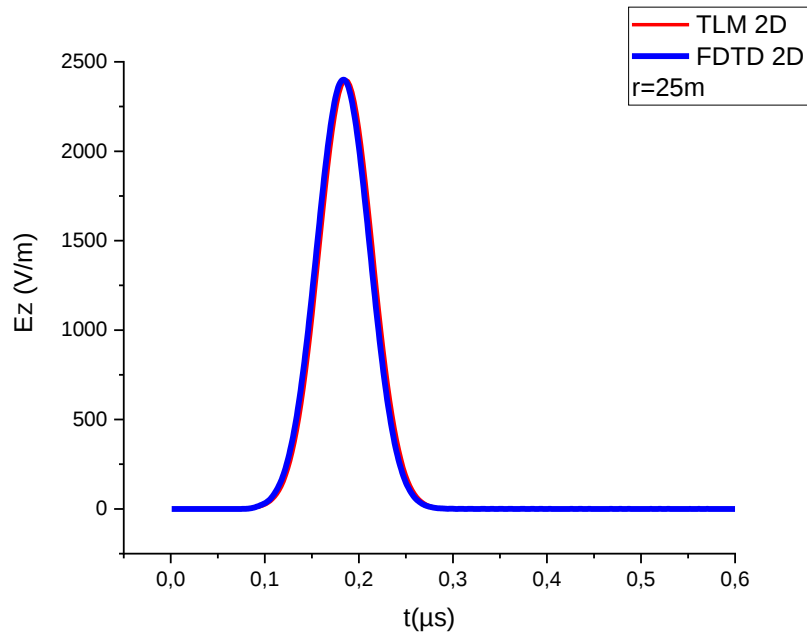


Figure 5.12 : Champ électrique vertical calculé à la distance de 25m

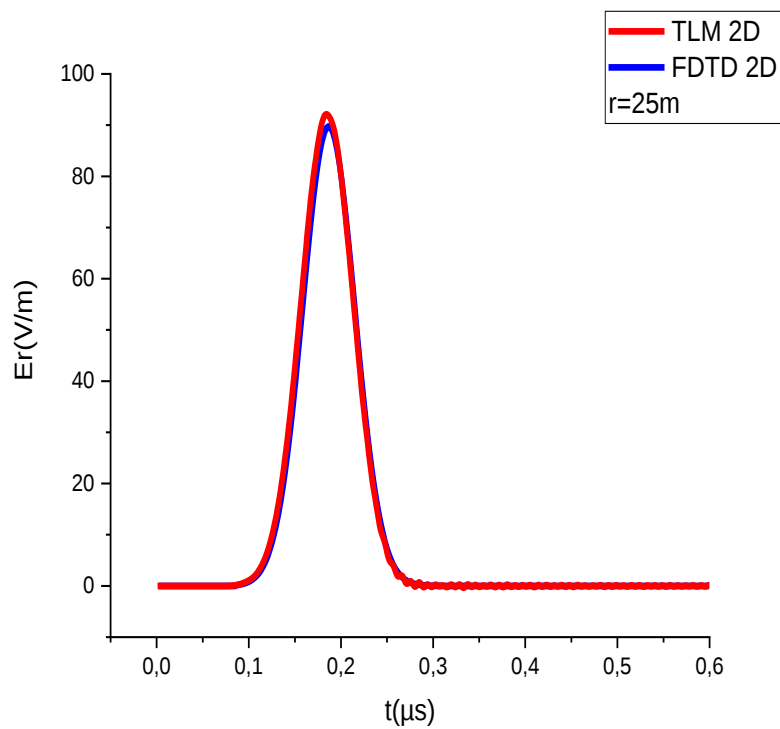


Figure 5.13 : Champ électrique radial calculé à la distance de 25m

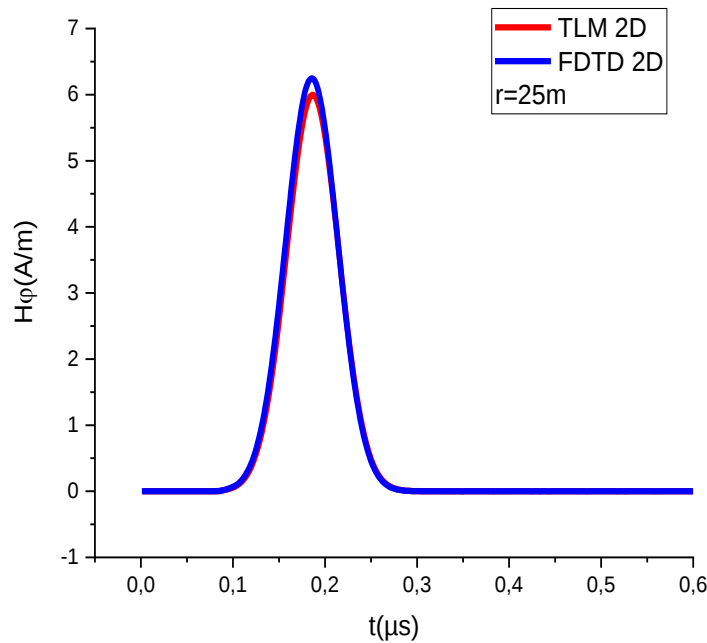


Figure 5.14 : Champ magnétique azimuthal calculé à la distance de 25m

En comparant les résultats obtenus par la méthode de modélisation TLM-2D (figure 5.11, 5.14) et ceux obtenus par la FDTD, on peut dire que les allures du champ électrique vertical et radial sont identiques avec ceux calculés par la méthode FDTD-2D, avec une légère diminution d'amplitude observée au champ magnétique.

On peut dire que nos résultats obtenus par l'implantation de la méthode TLM-2D dans notre code de calcul sont en parfaite concordance avec ceux obtenus par la méthode TLM-3D pour la référence [95].

➤ Le courant de foudre injecté est le courant typique représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler correspondant à des arcs en retour subséquents typiques (voir chapitre 1 où la valeur du pic de courant 12 kA). Le modèle de la distribution spatiotemporelle du courant appliqué et celui d'une ligne de transmission TL [72].

Les résultats de simulation des composantes du champ électrique radial et du champ magnétique azimuthal sont comparés avec ceux obtenus par la méthode FDTD-2D, ils sont montrés dans les figures (5.15 et 5.16).

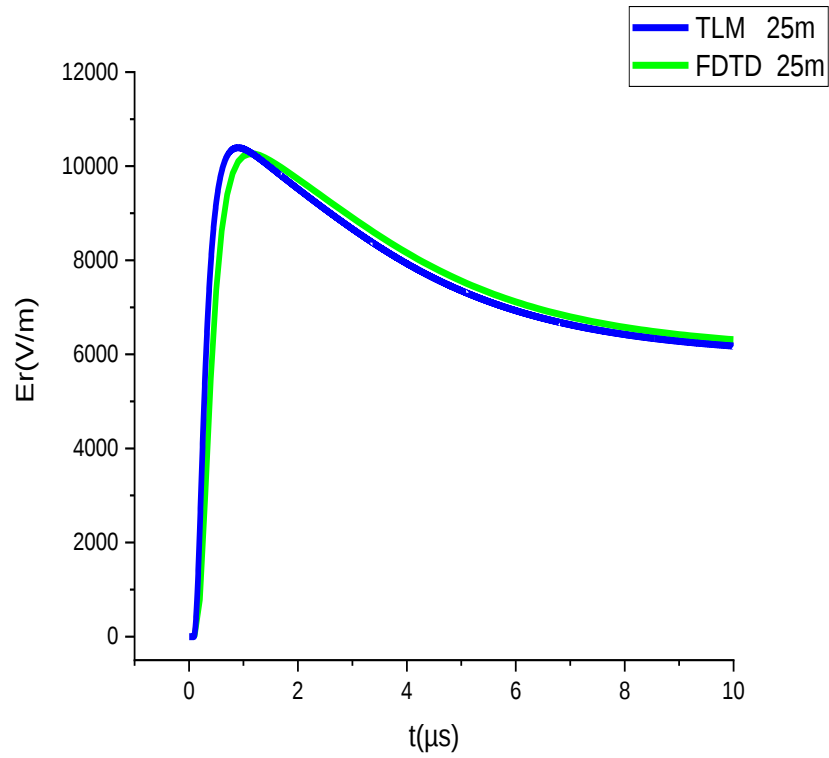


Figure 5.15 : Champ électrique radial de la foudre initiée au sol calculé à la distance de 25m

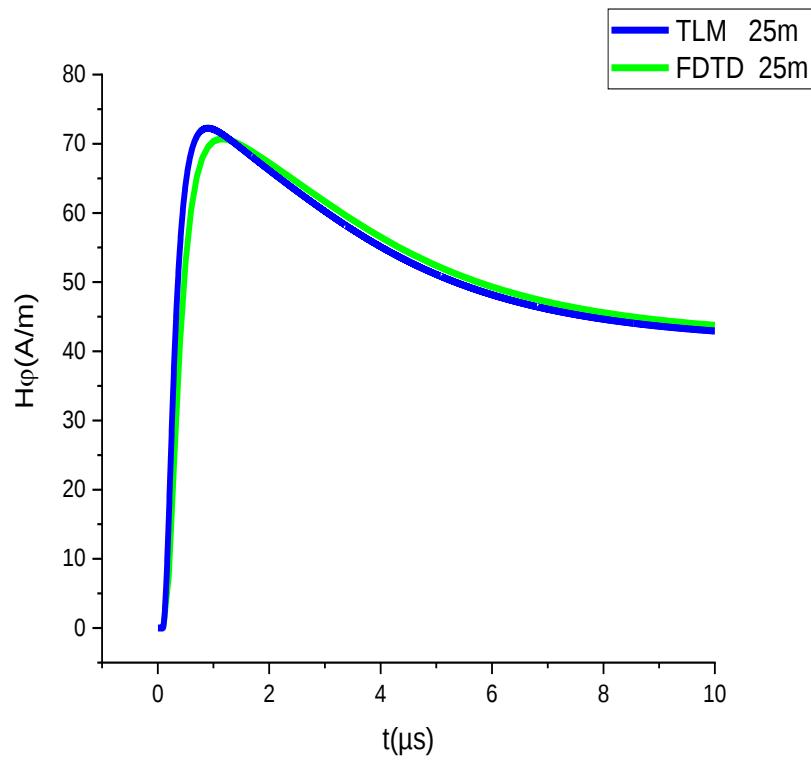


Figure 5.16 : Champ magnétique azimuthal de la foudre initiée au sol calculé à la distance de 25m

La composante du champ électrique vertical de la foudre initiée au sol (voir figure 5.17) présente un pic qui dépasse celui obtenu par la méthode FDTD-2D, avec une concordance dans la phase du temps de montée et la fin de simulation.

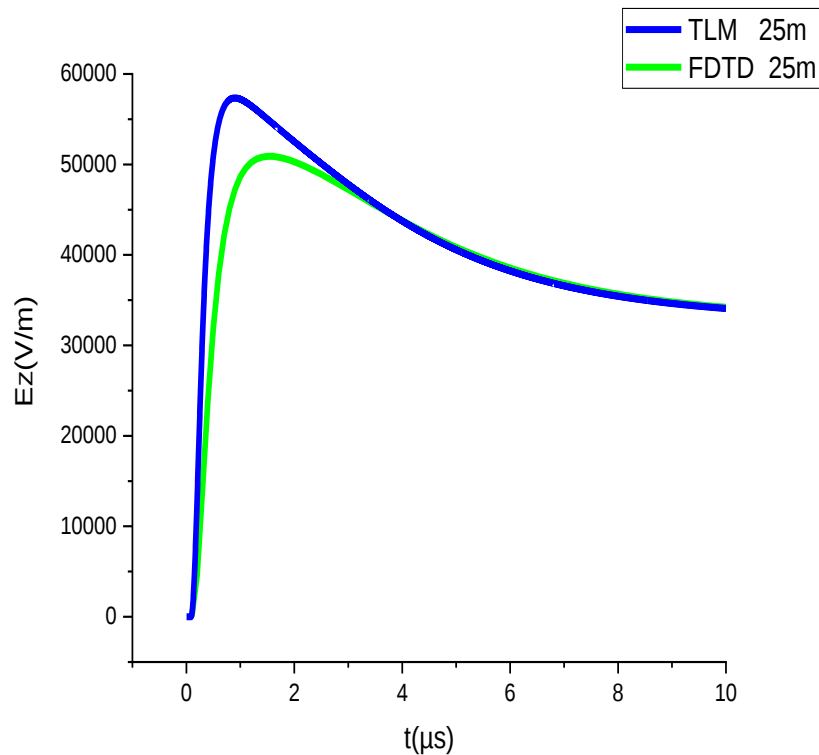


Figure 5.17 : Champ électrique vertical de la foudre initiée au sol calculé à la distance de 25m

Ceci est due au pas temporel des deux méthodes et à leur principe dans l'évaluation des composantes du champ électromagnétique dans le temps et dans l'espace, les deux champs électrique et magnétique sont séparés respectivement dans l'espace et dans le temps par la moitié de la taille du nœud et du pas temporel pour la méthode FDTD-2D, cependant la méthode TLM les évalue au même point dans l'espace et dans le temps. La figure 5.18 montre le courant de foudre de la forme de la somme de deux fonctions d'Heidler.

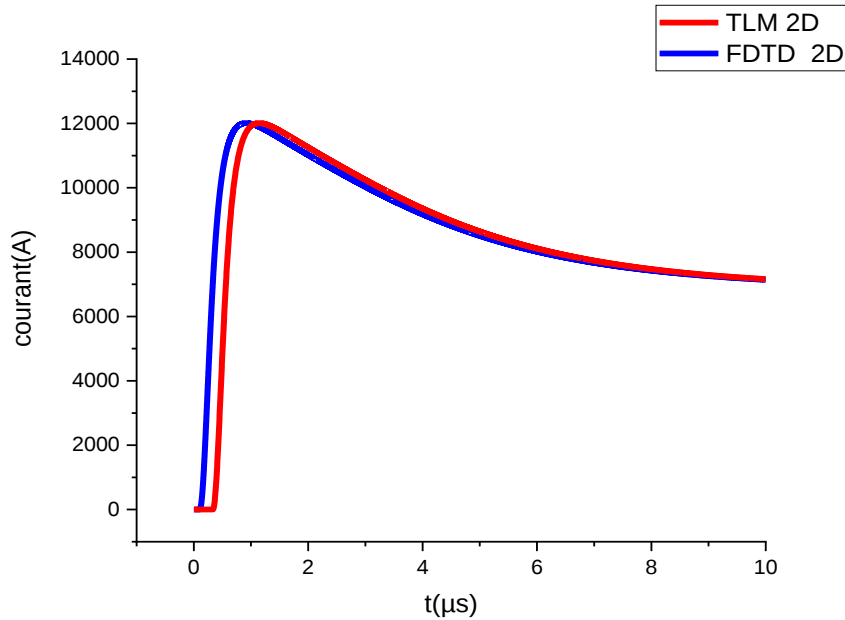


Figure 5.18 : formes d'ondes du courant de l'arc en retour initiée au sol

A partir de la figure 5.18 qui montre clairement le décalage temporel du temps de montée du courant calculé par les deux méthodes FDTD-2D et TLM-2D. on aperçoit clairement la moitié du pas temporel pour la méthode FDTD-2D.

Nos résultats de simulation sont identiques avec ceux obtenus par Mimouni et al [85], [88] par la méthode FDTD-2D.

Mimouni et al.[85], [88] ont évalué le rayonnement électromagnétique de la foudre initiée au sol à 50m du point d'impact, l'amplitude observée par leur calcul est égale à 25000V/m pour la composante du champ électrique vertical, ce qui mène à dire que l'amplitude du champ a doublée pour la distance radiale de 25m au voisinage du point d'impact (50000V/m). Ceci est valable aussi bien pour la composante du champ électrique radial et du champ magnétique azimutal.

5.5 Conclusion

La TLM est une très bonne approche, elle a résolu beaucoup de problèmes dans le domaine de la propagation des ondes, c'est une méthode simple dans son contexte, puissante, et

5- Méthode de modélisation numérique TLM-2D : Application au phénomène de foudre

contrairement à la méthode FDTD où les deux champs électrique et magnétique sont séparés respectivement dans l'espace et dans le temps par la moitié de la taille du nœud et du pas temporel, la méthode TLM les évalue au même point dans l'espace et dans le temps, en plus la méthode TLM 2D est très rapide en vue temps de simulation comparée à la méthode FDTD 2D. Cependant, il faut bien préciser que cette technique n'a jamais été appliquée dans le domaine de foudre interconnectée avec un objet élevé.

Dans ce chapitre nous avons contribué à l'application de la méthode TLM-2D dans le domaine du rayonnement de la foudre en se limitant au calcul du rayonnement de la foudre initiée au sol par l'injection d'un courant de forme gaussienne et d'un courant typique représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler correspondant à des arcs en retour subséquents typiques, le modèle d'ingénieur TL a été appliqué dans le calcul pour représenter la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre. Il faut noter que l'application de la méthode TLM-2D, dans le calcul des composantes du champ EM de la foudre en présence d'un objet élevé est une tâche assez délicate, du fait que cette méthode tolère la modélisation des structures fines comme le canal de foudre modélisé par un conducteur fin, où une impulsion gaussienne, cependant pour les structures complexes comme la tour, la méthode TLM-2D doit être adaptée pour modéliser une ligne de transmission sans pertes.

Nos résultats sont très satisfaisants et reste comme perspective l'amélioration de l'algorithme de la méthode TLM-2D pour une large application dans le domaine de foudroiement en présence d'objet élevé qui demeure à ce jour quasi inexistant.

Conclusions et perspectives

La foudre est un phénomène globalement mystérieux, il en demeure imprévisible et destructeur avec ses effets qui sont trop souvent désastreuses nécessitant beaucoup de recherches scientifiques pour une bonne caractérisation du rayonnement électromagnétique et permettre ainsi une bonne protection des systèmes électriques, électroniques et surtout la vie des êtres vivants.

Le but principal de cette thèse de doctorat est de contribuer à l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un objet élevé et d'un sol de conductivité finie. Afin d'atteindre cet objectif, nous avons présenté en premier lieu un état de l'art des études expérimentales du phénomène, à partir des moyens de mesure de la foudre à savoir les tours instrumentées, le déclenchement artificiel, et les systèmes de détection de la foudre (LLS). Suivis par les expressions mathématiques nécessaires à la bonne caractérisation du courant de foudre et du champ électromagnétique associé.

En second lieu, nous avons élaboré la modélisation du premier paramètre important qui n'est autre que le courant de l'arc en retour en appliquant les deux modèles théoriques uniques de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre et le long de quatre exemples d'objets élevés : la tour Gaisberg, la tour Peissenberg, la tour CN et la tour Skytree. Les conclusions tirées de la modélisation montrent que :

- La forme d'onde du courant présente une décroissance plus rapide selon la hauteur de l'objet élevé.
- Le pic maximal du courant à la base des tours est supérieur au pic du courant au sommet.
- La large bande des pics est en relation étroite avec la hauteur des tours.
- La présence des tours affecte les formes d'ondes du courant, les réflexions sont visibles comparées avec le cas d'une foudre interconnectée avec le sol, où la forme d'onde ne présente aucune réflexion.
- Notre code de calcul a pu reproduire le non-zéro du courant au sommet de l'objet élevé observé expérimentalement que ça soit pour les petites tours ou les grandes tours, ce courant commencent par une amplitude qui est en fonction des coefficients de réflexions de tours ainsi qu'un terme exponentiel contenant la hauteur des tours.

Les résultats de simulation observés dû à l'application des modèles d'ingénieurs de l'arc en retour en présence des objets élevés ont révélé une inversion de la polarité du champ électrique

vertical proche, ceci nous à mener à caractériser par des simulations numériques les distances radiales critiques pour lesquelles cette transition du champ électrique vertical de la polarité négative vers la polarité positive va se produire. La désignation de cette distance est très importante dans la résolution des problèmes de couplage électromagnétique de la foudre avec les systèmes électriques. Ainsi ces distances critiques d'inversion de polarité sont :

- Sensibles à la variation de la hauteur de la tour,
- Augmentent avec l'accroissement du coefficient de réflexion au sommet de la tour,
- Diminuent avec l'accroissement du coefficient de réflexion à la base de la tour,
- Inversement proportionnels à la variation de la conductivité du sol, inversement liés à la vitesse de l'arc en retour.

Les deux modèles classiques uniques de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal et le long de la tour proposés dans la littérature, ont présenté des suppositions mathématiques non vérifiés physiquement sur le choix de la valeur de la vitesse de propagation de l'onde du courant dans la jonction canal de foudre et sommet de la tour. La mise en œuvre d'une nouvelle approche théorique qui révisé ces modèles d'ingénieurs à fait l'objet d'une importance primordiale dans cette thèse de doctorat, du fait qu'aucune recherche n'a été effectuée pour réviser ces modèles et remédier à leurs aspects d'approches physiques non vérifiés.

La contribution dans l'évaluation des composantes du champ électromagnétique de la foudre en présence d'objets élevés et d'un sol de conductivité finie a été réalisée en proposant une reformulation du modèle d'ingénieur MTLE en considérant une vitesse de propagation du courant arbitraire dans la jonction sommet de la tour-canal de foudre suivant le principe de l'effet Doppler relativiste. L'analyse du comportement du champ EM s'est effectuée en premier lieu par la considération d'une vitesse de l'arc en retour constante introduite comme donnée dans les deux modèles de la distribution spatiotemporelle du courant cités dans la littérature, ensuite à partir de l'application d'un nouveau modèle MTLE-révisé. Les résultats de simulation ont été comparés avec ceux obtenus par des mesures expérimentales. Les conclusions tirées de cette analyse montrent que :

- Seul le comportement du champ électrique vertical proche calculé suite à l'application des deux modèles classiques (Rachidi et al et Baba et Rakov) est affecté par la valeur de la vitesse de l'arc en retour.

- Le modèle MTLE révisé en présence de la tour à reproduit de manière très satisfaisante le comportement du champ électrique vertical mesuré au voisinage de la tour Peissenberg contrairement aux deux modèles théoriques classiques.
- Les formes d'ondes du champ magnétique azimutal observées à la suite de l'application du modèle MTLE révisé en présence de la tour sont identiques avec ceux obtenus suite à l'application du modèle de la distribution spatiotemporelle du courant à savoir Rachidi et al., avec une amélioration de la queue pour le modèle MTLE révisé, cependant il reste à dire que le modèle TL (Baba et Rakov et Rachidi et al.) a reproduit une meilleure forme de la queue que le modèle MTLE.
- Par manque de résultats expérimentaux du champ électrique radial, nos résultats se sont limités à une comparaison faite à partir des résultats de simulation obtenues par l'application des modèles de la distribution spatiotemporelle du courant (Rachidi et al et Baba et Rakov et le modèle MTLE-révisé), le comportement du champ n'a montré aucune différence, les trois modèles ont donné le même résultat.
- La prise en compte des réflexions au niveau du sol et au front de l'onde de l'arc en retour initié au sol fera l'objet d'une continuité pour de nouvelles recherches dans le futur.

Il faut noter que ce modèle MTLE révisé contribuera pleinement dans l'étude du rayonnement électromagnétique au voisinage des structures élevées et permettra sûrement d'avoir de nouvelles perspectives de recherches et de collaboration dans le domaine de foudroiement en présence d'objets élevés.

Pour enrichir d'avantage notre contribution à l'étude du rayonnement de la foudre, nous avons élaborer un calcul du champ électromagnétique de la foudre initiée au sol en appliquant la méthode (TLM-2D) qui demeure à ce jour quasi inexistante dans le domaine de foudroiement. Nos résultats sont très satisfaisants et ils ont été validés suite à une comparaison avec ceux obtenus par la méthode FDTD-2D cités dans la littérature. Et comme perspective l'élargissement de l'application de la méthode TLM-2D pour caractériser le champ électromagnétique interconnecté avec les objets élevés vu son principe de modélisation simple et un temps de simulation rapide.

Espérant avec cette humble thèse avoir pu contribuer à l'étude du rayonnement de la foudre surtout avec le manque de résultats expérimentaux au voisinage de l'objet élevé.

REFERENCES

- [1] McEachron K.B. (1939). Lightning to the Empir state Building, Journal of Franklin Institute, 227(2): 149-217, [https://doi.org/10.1016/S0016-0032\(39\)90397-2](https://doi.org/10.1016/S0016-0032(39)90397-2)
- [2] K.Berger (1975). Parameters of lightning flashes, Electra, 41:23-37.
- [3] Rakov, V.A. (1999). Lightning discharges triggerd using rocket-and-wire techniques. In Recent research developments on geophysics, 2: 141-171.
- [4] Rakov, V.A. (2001). Transient response of a tall object to lightning, IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility, 43(43):654-661. <https://doi.org/10.1109/15.974646>
- [5] Hussein, A.M., Janischewskyj, W., Milewski, M., Shostak, V., Chisholm, W., Chang, J.S. (2004). Current waveform parameters of CN tower lightning return strokes, Journal of Electrostatics 60(2-4),149-162. <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2004.01.002>
- [6] V. Shostak “ Modeling of return stroke current for lightning events at a complex tall structures”, International Workshop on Electromagnetic radiation from lightning to tall structures, pp. 4, Toronto, Canada, 2001.
- [7] Heidler, F.H., Paul, C. (2017). Some Return Stroke Characteristics of Negative Lightning Flashes Recorded at the Peissenberg Tower, IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility, 59(5): 1490-1497. <https://doi.org/10.1109/TEMPC.2017.2688587>.
- [8] Diendorfer, G., Hadrian, W., Hofbauer, F., Mair, M., Schulz, W. (2002). Evaluation of lightning location data employing measurements of direct strikes to a radio tower.E & i Elektrotechnik und Informationstechnik, 119(12): 422-427. <https://doi.org/10.1007/bf03161357>
- [9] Zhou, H., Diendorfer, G., Thottappillil, R., Pichler, H., & Mair, M. (2011). Characteristics of upward bipolar lightning flashes observed at the Gaisberg Tower. Journal of Geophysical Research, 116(D13):1-13. doi:10.1029/2011jd015634
- [10] Eriksson, A. J.,(1978). Lightning and Tall structures, Trans. SAIEE, Volume 69, pt. 8, pp 238-252.
- [11] Ficher, R.J., Schnetzer, G.H., Thottappillil, R., Rakov, V.A., Uman, Goldberg, J.D. (1993). Parameters of triggered-lightning flashes in Florida and Alabama, Journal of Geophysical Research: Atmospheres,98(D12): 22887-902,1993. <https://doi.org/10.1029/93JD02293>
- [12] Sherman, D. J. (1987). The Passage of a Weak Thunderstorn Downburst over an Instrumented Tower. Monthly Weather Review, 115(6), 1193–1205. doi:10.1175/1520-0493(1987)115<1193:tpoawt>2.0.co;2
- [13] Montandon E., Beyeler. B.,(1994). "Lightning induced voltages on electrical installations on a swiss ptt instrumented tower in st. chrischona , switzerland," presented at 22nd International Conference on Lightning Protection, Budapest, Hungary.
- [14] Montandon E., B. Beyeler,(1994). "The Lightning Measuring Equipment on the Swiss PTT Telecommunications Tower at St. Chrischona, Switzerland," presented at 22nd ICLP (International Conference on Lightning Protection), Budapest, Hungary.

- [15] Goshima., A. Asakawa, T. Shindo, H. Motoyama, A. Wada, and S. Yokoyama, "Characteristics of electromagnetic fields due to winter lightning stroke current to a high stack," Trans. of the Inst. of Electrical Eng. of Japan, Part B, vol. 120, pp. 44-9, 2000
- [16] Romeo, C., Rachidi, F., Paolone, M., Rubinstein, M. (2013). Statistical distributions of lightning currents associated with upward negative flashes based on the data collected at the Sântis (EMC) tower in 2010 and 2011, IEEE Transactions on Power Delivery, 28(3): 1804-1812. <https://doi.org/10.1109/TPWRD.2013.2254727>
- [17] Araki, S., Nasu, Y., Baba, Y., Rakov, V.A., saito, M., Miki, T. (2018). 3D- Finite Difference Time Domain Simulation of Lightning Strikes to the 634-m Tokyo Skytree. Geophysical Research Letters, 45(17): 9267-9274. <https://doi.org/10.1029/2018GL078214>
- [18] Zhang, Y., Yang, S., Lu, W., Zheng, D., Dong, W., Li, B., Chen, L (2014), experiments of artificially triggered lightning and its application in conghu, guangdong, china, Atmospheric Research 135: 330-343. <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2013.02.010>
- [19] LAROCHE, P., EYBERT-BERARD A., BARRET. L., (1985).Triggered liglztning.flash charactrisation , 10th international aerospace and çround conference on lightning and static electricity - Paris –.
- [20] Diendorfer, G ., OVE-ALDIS., Lightning Location Systems (LLS), IX International Symposium on Lightning Protection, 26th-30th November 2007 – Foz do Iguaçu, Brazil.
- [21] Bruce.,C. E. R. and Golde, R. H., "The lightning discharge," J. Inst. Electr. Eng., vol. 88, pp. 487–520, 1941.
- [22] Nucci C., Diendorfer G., Uman M., Rachidi., F. "Lightning return stroke current models with specified channel based current". Journal of Geophysical Research, vol. 95, pp.811-828, 1990.
- [23] Rakov V. A. and Dulzon, A. A. "Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes," (in Russian), Tekh. Electrodinam., no. 1, pp. 87– 89, 1987.
- [24] Heidler, F., Wiesinger, J., Zischank, W. (2001). Lightning current measured at a telecommunication Tower from 1992 to 1998. In 14th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, pp 6.
- [25] Heidler., F. Analytic lightning current functions for LEMP calculations, 18th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 63-66 Munich, Germany, 1985.
- [26] Nucci, C. A. and Rachidi F. Experimental validation of a Modification to the Transmission Line model for LEMP calculation, 8th International Symposium and Références bibliographiques 129 Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, pp. 6, Zurich, Switzerland, 1989.
- [27] Nucci, C. A , Mazzetti C., Rachidi F., and Ianoz., M. Analyse du champ électromagnétique dû à une décharge de foudre dans les domaines temporel et fréquentiel, Annales de télécommunication, Vol. 43, n° 11-12, pp. 625-637, 1988.
- [28] F. Heidler and J. Cvetić, "A class of analytical functions to study the lightning effects associated with the current front," Eur. Trans. Electr. Power, vol. 12, no. 2, pp. 141–150, Mar./Apr. 2002.

Références

- [29] Rachidi, F., Janischewskyj, W., Hussein, A.M., Nucci, C.A., Guerrieri, S., Kordi, B., Chang, J.S. (2001). Current and electromagnetic field associated with lightning return strokes to tall towers, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43(3): 356-367. <https://doi.org/10.1109/15.942607>
- [30] Rachidi, F., & Nucci, C. A. (1990). On the Master, Uman, Lin, Standler and the Modified Transmission Line Lightning return stroke current models. *Journal of Geophysical Research*, 95(D12), 20389. doi:10.1029/jd095id12p20389
- [31] Z. Feizhou and L. Shange, A., (2002) new function to represent the lightning return-stroke currents, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 44, no. 4, pp. 595–597.
- [32] Leteinturier C., Weidman, C. and Hamelin J. (1990) Current and electric field derivatives in triggered lightning return strokes, *Journal Of Geophysical research*, Vol. 95, pp. 811-828.
- [33] Andreotti, A., & Verolino, L. (2015). A New Channel-Base Current Function for Lightning Studies. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 57(6), 1539–1546. doi:10.1109/temc.2015.2480544
- [34] Harrington R. F., *Field computation by Moment Methods*, New York: IEEE & Wiley (1993).
- [35] Farina, M., Morini, A., & Rozzi, T., (2005) On the definition and the derivation of the characteristic parameters for coupled lines, and its application to MoM analysis,” presented at the IEEE MTT-S Int. Microwave Symp.
- [36] Farina, M., Morini, A., & Rozzi, T. (2005). On the derivation of coupled-line models from EM simulators and application to MoM analysis. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 53(11), 3272–3280. doi:10.1109/tmtt.2005.857125
- [37] Farina. M., and Rozzi. T., A short-open de-embedding technique for method of moments based electromagnetic analyses, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 49, no. 4, pp. 624–628, Apr. 2001.
- [38] Kordi, B. (2003). Application of the antenna theory model to a tall tower struck by lightning. *Journal of Geophysical Research*, 108(D17). doi:10.1029/2003jd003398
- [39] Podgorski, A. S., & Landt, J. A. (1987). Three-Dimensional Time Domain Modeling of Lightning. *IEEE Power Engineering Review*, PER-7(7), 7273. doi:10.1109/ mper.1987.5527003
- [40] Podgorski A. S. and Landt J. A., (1985). Numerical Analysis of the Lightning-CN Tower Interaction, *Proc. 1984 EMC Symposium*, March 5-7, Zurich, Switzerland, pp. 52-60.
- [41] Petrache E., Rachidi F., D. Pavanello, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, M. Rubinstein, V. Shostak, W. A. Chisholm, and J. S. Chang, (2005). Lightning Strikes to Elevated Structures: Influence of Grounding Conditions on Currents and Electromagnetic Fields, presented at IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Chicago.
- [42] Petrache, E., Paolone, M., Rachidi, F., Nucci, C. A., Rakov, V., Uman, M., ... Schoene, J. (2007). Lightning-induced currents in buried coaxial cables: A frequency-domain approach and its validation using rocket-triggered lightning. *Journal of Electrostatics*, 65(5-6), 322–328. doi:10.1016/j.elstat.2006.09.015

Références

- [43] Baba, Y., & Ishii, M. (2001). Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 16(2), 324–328. doi:10.1109/61.915502
- [44] Visacro, S., Soares Jr, A., Schroeder, M.A.O., Cherchiglia, L.C., de Sousa, V.J. (2004). Statistical analysis of lightning current parameters: Measurements at Moro do Cachimobo Station, 109(D1): <https://doi.org/10.1029/2003JD003662>
- [45] Visacro S. and F. H. Silveira,(2004). Evaluation of lightning current distribution along the lightning discharge channel by a hybrid electromagnetic model, *Journal of Electrostatics*, vol. 60, pp. 111-120.
- [46] Rachidi, F., Rakov, V., Nucci, C.A., Bermudez, J.L. (2002). Effect of vertically extended strike object on the distribution of current along the lightning channel, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 107(D23):ACL16-1-ACL16-6. <https://doi.org/10.1029/2002JD002119>
- [47] Baba, Y., Rakov, V.A. (2005). On The use of lumped sources in lightning return stroke models, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 110(D3):1-10, <https://doi.org/10.1029/2004JD005202>
- [48] Rakov, V. A., & Uman, M. A. (1998). Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 40(4), 403–426. doi:10.1109/15.736202
- [49] Rakov V. A. (2003). Engineering Models of the lightning return stroke”, *International symposium on lightning protection (VII SIPDA)*, Curitiba, Brazil.
- [50] Pavanello, D., Rachidi, F., Rakov, V. A., Nucci, C. A., & Bermudez, J. L. (2007). Return stroke current profiles and electromagnetic fields associated with lightning strikes to tall towers: Comparison of engineering models. *Journal of Electrostatics*, 65(5-6), 316–321. doi:10.1016/j.elstat.2006.09.014
- [51] Rachidi, F. (2007). Modeling lightning return strokes to tall Structures: A revue, In *Journal of Lightning Research*, 1: 16-31. Rachidi Invited Lecture SIPDA | Electrical Resistivity And Conductivity | Lightning.
- [52] Pavanello.D, F. Rachidi, M. Rubinstein, J.L. Bermudez, C.A. Nucci, “Electromagnetic Field Radiated by Lightning to Tall Towers: Treatment of the Discontinuity at the Return Stroke Wavefront,” *Journal of Geophysical Research*, vol. 109, pp. D06114 – 7 pages, 2004.
- [53] Thottapellil, R., Schoene, J., Uman, M.A. (2001). Return stroke transmission line model for stroke near and equal that of Light, *Journal of Geophysical Research, Letters*, 28(18):3593-3596. <https://doi.org/10.1029/2001GL013029>
- [54] Shindo, T. (2018). Lightning striking characteristics to tall structures. *IEEE Transactions on Electrical and Electronic Engineering*, 13(7), 938–947. doi:10.1002/tee.22649
- [55] Fallah, N., Gomes, C., Ab Kadir, M. Z. A., Nourirad, G., Baojahmadi, M., & Ahmed, R. j. (2013). Lightning protection techniques for roof-top PV systems. 2013 IEEE 7th International Power Engineering and Optimization Conference (PEOCO). doi:10.1109/peoco.2013.6564584
- [56] ANSI / NFPA - 780 (NFPA - 780 Lightning Protection Code , 1992 Edition), An American National Standard , National Fire Protection Association 1 Batterymarch Park, P.O. Box 9101.

- [57] MOHIE .M . ALI, HASSAN SHAABAN , SAMIR LAMEY Atomic Energy Authority, Alex Egypt, P.OB 183 , Sidi Gaber,. (1996),. LIGHTNING PROTECTION TECHNIQUES AND APPLIED CODES & STANDARDS. EG9601844.
- [58] Baba, Y., Rakov, V.A. (2008). Influence of strike object grounding on close lightning electric fields , 113(D12). <https://doi.org/10.1029/2008JD009811>
- [59] Narita, T., Yamada, T., Mochizuki, A., zaima,E., Ishii, M. (2000). Observation of current waveschapes of lightning on transmission towers, IEEE Transactions on Power Delivery, 15(1): 429-435. <https://doi.org/10.1109/61.847285>
- [60] Schuldz, W., Diendorfer, G. (2004). Lightning peak currents measured on tall towers and measured with lightning location systems. In 18th Int. Lightning Detection Conference, Helsinki, Finland.
- [61] Javor, V., & Rancic, P. D. (2011). A Channel-Base Current Function for Lightning Return-Stroke Modeling. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 53(1), 245–249. doi:10.1109/temc.2010.2066281. <https://doi.org/10.1109/TEMC.2010.2066281>
- [62] F. Rachidi, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, C. A. Nucci, S. Guerrieri, B. Kordi, and J. S. Chang, “Current and electromagnetic field associated with lightning-return strokes to tall towers,” IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 43, no. 3, pp. 356–367, Aug. 2001.
- [63] Yee, K.S. (1966). Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media, IEEE transactions on Antennas and Propagation, 14(3): 302-307. <https://doi.org/10.1109/TAP.1966.1138693>
- [64] Taflove A., et M. E. Brodwin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell’s equations", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 23, pp. 623-630, 1975.
- [65] Mur, G. (1981). Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations, IEEE Transactions Compatibility, EMC-23(4), 377-382. <https://doi.org/10.1109/TEMC.1981.303970>
- [66] Mimouni, A., Rachidi, F., Azzouz, Z.E. (2007). Electromagnetic environment in the immediate vicinity of a lightning return stroke. Journal of lightning Research, 2 (ARTICLE): 64-75.
- [67] Guerrieri. S., F. Heidler, C. A. Nucci, F. Rachidi, and M. Rubinstein,(1996) Extension of two return stroke Models to consider the influence of elevated strike objects on the lightning return stroke current and the radiated electromagnetic field: comparison with experimental results. Proceedings of EMC '96 ROMA. International Symposium on Electromagnetic Compatibility. Vol.2
- [68] E. Petrache, F. Rachidi, D. Pavanello, W. Janischewskyj, M. Rubinstein, W. A. Chisholm, A. M. Hussein, V.Shostak, and J. S. Chang. (2005) Influence of the finite ground conductivity on the transient response to lightning of a tower and its grounding.
- [69] Mosedeghi, A., Pavanello, D., Rachidi, F., Rubinstein, M. (2007). On the inversion of polarity of the electric field at very close range from a tower struck by lightning, Journal of Geophysical Research: Atmospheres , 112(D19): <https://doi.org/10.1029/2006JD008350>

Références

- [70] Mimouni, A., Moseddeghi, A., Rachidi, F., Rubinstein, M. Electromagnetic fields very near to a tall tower struck by Lightning: Influence of the ground conductivity. In European Electromagnetics International Symposium EUROEM 2008 (No.CONF).
- [71] Uman,M.A., McLain,D.K., krider, E.P.(1975). The electromagnetic radiation from a finite antenna, American Journal Of Physics, 43(1):33-38. <https://doi.org/10.1119/1.10027>
- [72] Baba, Y., Rakov, V.A.(2005) Lightning electromagnetic environment in the presence of a tall grounded strike object, Journal of Geophysical Research: 110(D9):1-18 <https://doi.org/10.1029/2004JD005505>
- [73] Thottapellil, R., Schoene, J., Uman, M.A. (2001). Return stroke transmission line model for stroke near and equal that of Light, Journal of Geophysical Research, Letters, 28(18):3593-3596. <https://doi.org/10.1029/2001GL013029>
- [74] Lakhdar, A., Mimouni, A., Azzouz, Z. (2021). Parameters affecting the polarity inversion of the vertical electric lightning field to the CN-Tower. Mathematical Modelling of Engineering Problems, Vol. 8, No. 1, pp. 117-124. <https://doi.org/10.18280/mmep.080115>
- [75] Rakov, V.A. (2007). Lightning return stroke speed. Journal of Lightning Research, 1: 80-89.
- [76] A.Shoory, F.Rachidi and M.Rubinshtein “ Relativistic Doppler effect in an extending transmission line: Application to lightning”, JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 116, D13205, doi:10.1029/2010JD015279, 2011.
- [77] A.Shoory, F.Rachidi and M.Rubinshtein “Correction to Relativistic Doppler effect in an extending transmission line: Application to lightning”, JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 117, D13104, doi: 10.1029/2012JD017886, 2012.
- [78] Janischewskyj, W., V. Shostak, and A. M. Hussein (1998), Comparison of lightning electromagnetic field characteristics of first and subsequent return strokes to a tall tower: Magnetic field, paper presented at 24th International Conference on Lightning Protection, Staffordshire Univ., Birmingham, U.K., Sept.
- [79] Napolitano, F., and C. A. Nucci (2009), An engineering model accounting multiple reflections at the wavefront of return strokes to tall towers, in 4th International Workshop on Electromagnetic Radiation from Lightning to Tall Structures, Univ. of Toronto, Montreal, Quebec, Canada.
- [80] Idone V. P., and R. E. Orville “Lightning return stroke velocities in the Thunderstorm Research International Program (TRIP)”, Journal of Geophysical Research, 87 (C7), pp. 4903-4915, 1982.
- [81] Bermudez, J. Rachidi L., F., W. Janischewskyj, V. Shostak, M. Rubinstein, D. Pavanello, A.M. Hussein, J.S. Chang and M. Paolone “Determination of lightning currents from far electromagnetic fields: Effect of a strike object”, Journal of Electrostatics 65 (2007) 289–295, Yverdon, Switzerland.
- [82] Theethayi.N., and Cooray V., (2005), On the representation of the lightning return stroke process as a current pulse propagating along a transmission line, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 20 (2), pp. 823-837.

Références

- [83] Arzag, K., Azzouz, Z.-E., Baba, Y., & Ghemri, B. (2019). 3-D FDTD Computation of Electromagnetic Fields Associated With Lightning Strikes to a Tower Climbed on a Trapezoidal Mountain. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 1–11. doi:10.1109/temc.2019.2895689
- [84] Arzag, K., Azzouz, Z.-E., Baba, Y., (2021). 3D-FDTD Calculation of Lightning-Induced Voltages on an Overhead Wire in Presence of a Tower and a Mountain. 35th International Conference on Lightning Protection (ICLP) and XVI International Symposium on Lightning Protection (SIPDA), doi: 10.1109/ICLPandSIPDA54065.2021.9627466
- [85] Mimouni, A., Rachidi, F., & Azzouz, Z. (2008). A finite-difference time-domain approach for the evaluation of electromagnetic fields radiated by lightning strikes to tall structures. *Journal of Electrostatics*, 66(9-10), 504–513. doi:10.1016/j.elstat.2008.05.002
- [86] Mimouni, A., Rachidi, F., Azzouz, A. (2007) Electromagnetic Environment in the Immediate Vicinity of a Lightning Return Stroke. EPFL, Lausanne, Suisse.
- [87] Lakhdar, A., Mimouni, A., Azzouz, Z. (2022). New Approach to Revise the Spatiotemporal Lightning Current Distribution Models Intended for Tall Objects. *IEEE Transactions On Compatibility Electromagnetic*, pp.1-8, <https://doi.org/10.1109/TEMC.2022.3169429>
- [88] A. Mimouni, “Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre”, Thèse (2007), Oran, Algérie.
- [89] F. Rachidi “effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes: modélisation et simulation”, thèse N° 974 (1991), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [90] J. Bermudez, “Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strokes to elevated strike objects”, Thèse N° 2741 (2003), Lausanne, EPFL.
- [91] D. Pavanello, “Electromagnetic radiation from lightning return strokes to tall structures”, Thèse N° 3713 (2007), Lausanne, EPFL.
- [92] A. Moseddeghi, “Electromagnetic Environment Associated with Lightning Strikes to Tall Strike Objects”, Thèse N° 4903 (2011), Lausanne, EPFL.
- [93] Johns, P. B., & Beurle, R. L. (1971). Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 118(9), 1203. doi:10.1049/piee.1971.0217
- [94] Johns, P. B., & O'Brien, M. (1980). Use of the transmission-line modelling (t.l.m.) method to solve non-linear lumped networks. *Radio and Electronic Engineer*, 50(1-2), 59. doi:10.1049/ree.1980.0006
- [95] Matsuda, T., Baba, Y., Nagaoka, N., Ametani, A. (2009). Application of the 3D TLM Method to Analyzing Lightning Electromagnetic Fields and Surges, doi.org/10.1541/ieejpes.129.948
- [96] Lakhdar, A., Ghemri, B. (2012) La méthode de modélisation TLM 2D, éditions universitaires européennes. Code EAN:9786131519284, ISBN:978-613-1-51928-4
- [97] Lakhdar, A., Gaussian Function Example to Calculate the Electromagnetic Wave Propagation Using the 2D-TLM Numerical Method, International Conference on Special Functions & Applications (ICSFA-2020) 22-23 December, 2020, (India).

Parameters Affecting the Polarity Inversion of the Vertical Electric Lightning Field to the CN-Tower



Asmaa Lakhdar^{1,2*}, Abdenbi Mimouni², Zineddine Azzouz¹

¹ LDEE Laboratory, University of Sciences and Technology "Mohamed Boudiaf", USTO, Oran 31000, Algeria

² Electrical Engineering and Plasmas Laboratory, Ibn Khaldoun University, Tiaret 14000, Algeria

Corresponding Author Email: asmaa.lakhdar@univ-usto.dz

<https://doi.org/10.18280/mmep.080115>

ABSTRACT

Received: 3 August 2020

Accepted: 26 December 2020

Keywords:

electromagnetic compatibility, 2D-FDTD method, lightning to tall object, polarization reversal of the vertical electric lightning field

The aim of this paper is to perform a parametric study in order to analyze factors having an effect on the vertical lightning field polarization to the CN-Tower in Canada, and estimate with numerical simulation, the horizontal distance for which the reversed polarity will occur. The calculation is performed using the Finite-Difference-Time-Domain technique in two dimensions (2D-FDTD), the spatial-temporal current propagation through the lightning channel and through the high structure is represented by the lumped-series voltage-source model. The obtained results show that the vertical electric lightning field behavior has a dual polarity, the transition from a negative waveform to a positive one is observed at different observation points localized near the elevated object influencing by each modification made to the tower-parameters, the medium conductivity and the return stroke speed value. These results can contribute to the understanding of the lightning-phenomenon and allow to solve the problems of electromagnetic compatibility.

1. INTRODUCTION

Scientists around the world have used a variety of experimental measurements to acquire lightning current data, such as the artificial triggered of lightning [1-3] and the instrumented elevated objects [4-11], in order to find solutions to the lightning electromagnetic coupling issues with the electrical systems and the electronic devices.

The first experimental measurement of lightning currents was done in 1953, at the Empire State Building (New York), where McEachron [12] discovered the existence of the ascending tracers.

In 1970, Berger [13] obtained the whole statistical description of lightning current parameters, on Mont-San Salvatore (Switzerland).

The use of the instrumented elevated objects has rapidly grown in the recent years, including the Ostankino high object in Russia [4], the CN-Tower installed in Toronto [14], the Peissenberg-Tower implanted in Germany [6], the Gaisberg-Tower in Salzburg [15], the Säntis-Tower on the Alps Mountain in Swiss [16] and the Skytree elevated structure in Tokyo [17].

Observation results concerned the instrumented elevated objects measurements provided that the lightning current and the associated electromagnetic field are heavily affected by the presence of tall object [4-6, 14-28], in particular, the vertical electric lightning field which exhibits a reversal polarity above and below the ground, close to the strike tower.

Mosaddeghi et al. [21] developed a mathematical equation in order to estimate the critical- radial distance of electric field polarity reversal to tall object, based on two theoretical explanations, the first one was provided in 1975, by Uman et al. [22], it concerned the general electromagnetic field

equations for a perfect ground case, the second one is about the equation formulated in 2005, by Baba and Rakov [23], from the hypotheses proposed in 2001, by Thottappillil et al. [24].

Until now, this mathematical formulation [21] is unique and valid only for the case of perfect ground, also it depends solely on the bottom reflection tower coefficient and the height of the elevated structure.

The objective of this paper is to estimate the crucial observation point location in the r-direction, for where the vertical lightning electric field will be inverted and become totally positive, in the proximity of the CN-Tower in presence of conducting ground and analyze the influence of the tower-parameters, the medium conductivity and the return stroke speed value on the position of the polarity reversal of the vertical electric field.

This paper is organized as follows: In Section II, the 2D-FDTD method is briefly described, the section III is devoted to the mathematical models of lightning current and the vertical electric field to tall object, in section VI, we present the simulation parameters and numerical results which are accompanied by some observations and remarks, finally, general conclusion is given.

2. FINIT-DIFFERENCE TIME-DOMAIN METHOD

The rise of the numerical methods and the development of computers performances furnished to the researchers the opportunity to solve many complex physical phenomena.

In 1966, Yee [29] proposed the resolution of the Maxwell's Eq. (1) and (2) by the Finite-Difference-Time-Domain method (FDTD).

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times H = \sigma E + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2)$$

The twin spatial and temporal discretization with the 2D-FDTD method in the cylindric coordinates of the derivation operators of Eq. (1) and (2) uses a centred finite difference scheme.

Eq. (3) showed the derivation operators of the magnetic field as follows:

$$\frac{\partial H_\phi}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \quad (3)$$

The operator's derivation of the horizontal and the vertical lightning electric-field are presented in Eq. (4) and (5) respectively.

$$\sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = -\frac{\partial H_\phi}{\partial z} \quad (4)$$

$$\sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi) \quad (5)$$

The 2D-FDTD structure consists on the discretization of the computation domain into small squares of dimension Δr and Δz , as showed in Figure 1.

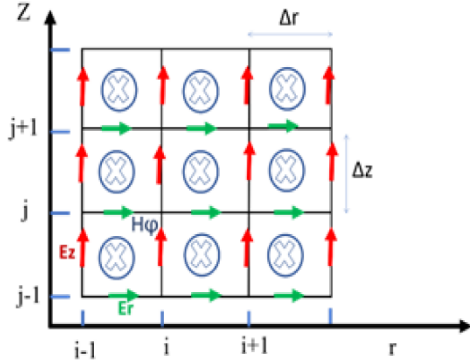


Figure 1. Two-dimensional FDTD computing domain

The 2D-FDTD scheme converges to the solution if the point-wise error approaches towards zero [30], for the mutual steps-dimensions (spatial and temporal steps).

The convergence stability criterion is expressed as follows:

$$\Delta t \leq \min \frac{(\Delta r, \Delta z)}{2} \quad (6)$$

Like any algorithm, the domain of resolution must be bounded, this is accomplished by truncating the mesh and

using absorbing boundary conditions (ABC).

3. MATHEMATICAL MODELS OF THE LIGHTNING CURRENT AND THE VERTICAL ELECTRIC FIELD TO TALL OBJECT

The adopted geometry for the calculation of the vertical electric field is illustrated in Figure 2.

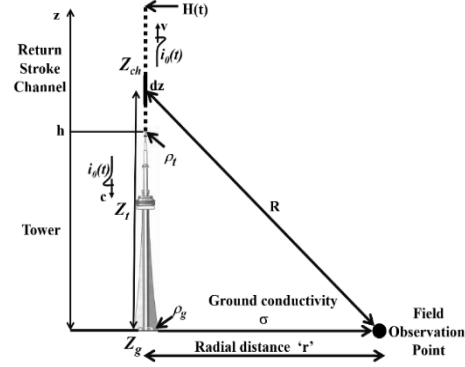


Figure 2. Adopted geometry

The mathematical expression of the vertical electric field according to the Yee's 2D-Finite-Difference approximations for Maxwell's Eq. (1), (2) in the cylindrical coordinates system is written as follows:

$$E_z^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = \left(\frac{2\varepsilon - \sigma \Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} \right) E_z^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma \Delta t) r_i \Delta r} \times \left[r_{i+(1/2)} H_\phi^{n+(1/2)} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - r_{i-(1/2)} H_\phi^{n+(1/2)} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (7)$$

From Eq. (7) we observed that the principle of the time discretization in the Finite-Difference method is based on the Leap-Frog model, which makes the formulation of the magnetic and the radial electric field necessary in the calculation of the vertical electric-field.

Eqns. (8) and (9) present the mathematical formulas of the magnetic and the radial electric field respectively.

$$H_\phi^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) = H_\phi^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta r} \left[E_z^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) \right] - \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \left[E_r^n \left(i + \frac{1}{2}, j + 1 \right) - E_r^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) \right] \quad (8)$$

The vertical electric field at the instant 'n+1' is calculated by using its previous value in the preceding step at the instant 'n'. The same process for the magnetic field but at the instant 'n+1/2'.

$$E_r^{n+1}\left(i+\frac{1}{2},j\right)=\left(\frac{2\varepsilon-\sigma\Delta t}{2\varepsilon+\sigma\Delta t}\right)E_r^n\left(i+\frac{1}{2},j\right)-\left(\frac{2\Delta t}{(2\varepsilon+\sigma\Delta t)\Delta z}\right)\times\left[\begin{aligned} &H_\phi^{n+(1/2)}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}\right) \\ &-H_\phi^{n+(1/2)}\left(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}\right) \end{aligned}\right] \quad (9)$$

At the source region of the computation [31], The vertical electric field at the zero point of the Z-direction (Figure 1) can be written as:

$$E_z^{n+1}\left(0,j+\frac{1}{2}\right)=\left(\frac{2\varepsilon-\sigma\Delta t}{2\varepsilon+\sigma\Delta t}\right)E_z^n\left(0,j+\frac{1}{2}\right)+\left(\frac{8\Delta t}{(2\varepsilon+\sigma\Delta t)\Delta r}\right)H_\phi^{n+(1/2)}\left(\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}\right)-\left(\frac{4\Delta t}{\pi\varepsilon_0\Delta r^2}\right)I\left(0,j+\frac{1}{2}\right) \quad (10)$$

From Eq. (10), the electric field is proportional to the lightning current element at height Δz . ($j+\frac{1}{2}$).

The model proposed by Baba and Rakov [32] based on the lumped-series voltage-source is used in the calculation to represent the return-stroke-current re-partition (Figure 2), this choice is justified by the fact that this engineering model reproduced the shapes and amplitudes of electromagnetic fields measured experimentally.

The spatial-temporal formulation of the return stroke current propagating inside the tower (z' lower than the height of the Tower, Figure 2) is exposed in the Eq. (11):

$$i(z',t)=\left(\frac{(1-\rho_t)}{2}\right)\times\sum_{n=0}^{\infty}\left[\begin{aligned} &\rho_t^n\rho_g^n i_{sc}\left(h,t-\frac{h-z'}{c}-\frac{2nh}{c}\right) \\ &+\rho_t^n\rho_g^{n+1} i_{sc}\left(h,t-\frac{h-z'}{c}-\frac{2nh}{c}\right) \end{aligned}\right] \quad (11)$$

The Eq. (12) showed the spatial-temporal expression of the return stroke current propagating through the lightning channel (z' upper than the height of the tower, Figure 2).

$$i(z',t)=\left(\frac{(1-\rho_t)}{2}\right)\times\left[\begin{aligned} &i_{sc}\left(h,t-\frac{z'-h}{v}\right) \\ &+\sum_{n=0}^{\infty}\rho_t^n\rho_g^{n-1}(1+\rho_t)i_{sc}\left(h,t-\frac{h-z'}{v}-\frac{2nh}{c}\right) \end{aligned}\right] \quad (12)$$

h , ρ_t and ρ_g and are the height, the top and the bottom reflection coefficient of the tower respectively.

The mathematical formulation of the short-circuit current

noted i_{sc} , related to the ideal-current measured on the top of the tower marked i_0 is presented as followings:

$$i_{sc}(t)=2\times i_0(t) \quad (13)$$

Heidler's function for the ideal-current i_0 is expressed as follows [33]:

$$i_0(h,t)=\frac{I_{01}}{\eta_1}\times\left(\frac{(t/\tau_{11})^{\eta_1}}{1+(t/\tau_{11})^{\eta_1}}\right)\times\exp(-t/\tau_{12})+\frac{I_{02}}{\eta_2}\times\left(\frac{(t/\tau_{21})^{\eta_2}}{1+(t/\tau_{21})^{\eta_2}}\right)\times\exp(-t/\tau_{22}) \quad (14)$$

with η_1 and η_2 are calculate in Eqns. (15) and (16):

$$\eta_1=\exp\left[\left(-\frac{\tau_{11}}{\tau_{12}}\right)\left(n_1\frac{\tau_{12}}{\tau_{11}}\right)^{1/\eta_1}\right] \quad (15)$$

$$\eta_2=\exp\left[\left(-\frac{\tau_{21}}{\tau_{22}}\right)\left(n_2\frac{\tau_{22}}{\tau_{21}}\right)^{1/\eta_2}\right] \quad (16)$$

4. SIMULATION PARAMETERS AND RESULTS

As mentioned previously, Mosaddeghi et al. [21] developed a mathematical expression presented in Eq. (17), in order to estimate the critical r-distance from the tower, where the change in polarity of the vertical electric field is produced.

$$r_c=(1-\rho_g)\frac{h}{2} \quad (17)$$

The Eq. (17) is applicable in the case of lightning strike to tall object in presence of perfect ground, it depends on the bottom reflection coefficient and the height of tower.

Other parameters are considered in this study such as finite ground conductivity, return stroke speed and tower parameters.

The instrumented elevated objects parameters are mentioned in Table 1 conforming to the proposed geometry (Figure 2).

Table 1. Elevated objects parameters

Instrumented tower name's	Height (m)	Top reflection tower coefficient	Bottom reflection tower coefficient
Gaisberg Tower [34]	100	-0.45	0.8
Peissenberg Tower [6]	168	-0.53	0.7
CN Tower [14]	553	-0.366	0.8

The simulated current parameters according to the Heidler's function (14) are: $I_{01} = 10.7\text{kA}$, $I_{02} = 6.5\text{kA}$, $\tau_{11} = 0.25\mu\text{s}$, $\tau_{12} = 2.5\mu\text{s}$, $\tau_{21} = 2\mu\text{s}$, $\tau_{22} = 230\mu\text{s}$, $n_1 = 2$ and $n_2 = 2$. The spatial steps for the r-axis and z-axis respectively in cylindrical coordinates system are: $\Delta r = \Delta z = 1\text{m}$, the time steps $\Delta t = 1\text{ns}$.

The relative permittivity $\epsilon_r = 10$ when the ground conductivity σ set as 0.01 S/m and 0.001S/m. For the case of perfect ground $\epsilon_r = 1$.

The boundless computing domain must be truncated into a finite domain, in order to solve mathematical equations of the electromagnetic lightning field by the 2D-FDTD method, this is performed by using Absorbing Boundary Conditions (ABCs). The first-order Mur absorbing boundary conditions [30] are adopted in the computation to simulate the limitless surroundings.

4.1 Field polarization reversal to tall object in presence of conducting ground

In this section, we will estimate the crucial-distance value noted " r_{cd} " corresponding to the transient's field polarisation to tall object (CN, Peissenberg and Gaisberg Towers) in presence of conducting ground ($\sigma=0.01$ S/m).

The evaluated parameters for each tower are mentioned in Table 1. The return stroke speed is set as 1.5×10^8 m/s.

The vertical electric field is calculated at different radial distance from the elevated object to better visualize the change in polarity of field for each tower separately, (bipolar, positive and the crucial distance for which the change of polarity is observed).

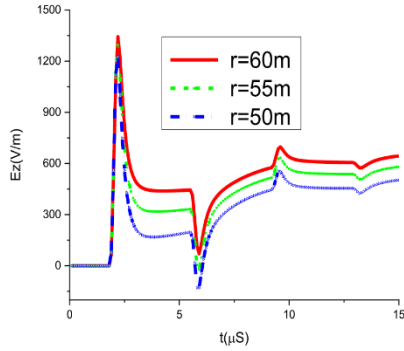


Figure 3. Vertical electric field polarization according to the CN -Tower height ($h=553$ -m)

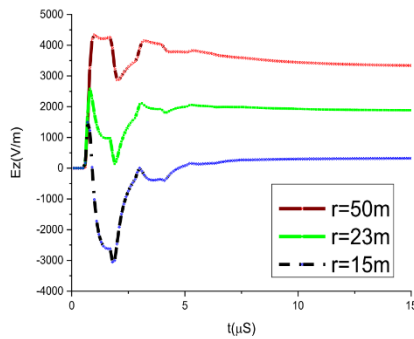


Figure 4. Vertical electric field sign according to the Peissenberg -Tower height ($h=168$ -m)

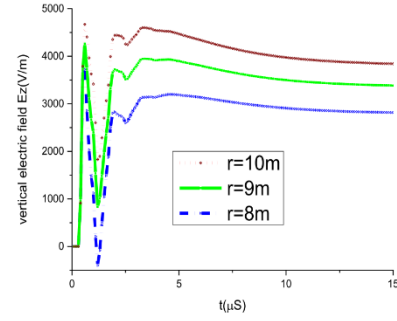


Figure 5. Vertical electric field polarity inversion according to the Gaisberg -Tower height ($h=100$ -m)

The crucial radial distance estimated by Eq. (17) for the elevated objects (553-m, 168-m and 100-m towers) is 55m, 25m and 10m respectively, however, in presence of conducting ground, we observed from Figure 3, that the field has a positive polarity at 60m from the CN tower, and a bipolar polarity at 55m.

From Figures 4 and 5, the field has a positive polarity at 23m from the 168-m tower and 9m from the 100-m tower.

Table 2 resume the crucial distance of field inversion waveform of our computation and of Eq. (17) respectively.

Table 2. Horizontal distance about the field inversion waveform corresponding to the height variation

h (m)	553-m	168-m	100-m
r_{cd} (m)	60	23	9
r_{cd} (m) [21]	55	25	10

4.2 Top reflection tower coefficient influencing on the field waveform polarity's

To approximate the radial-distance for where the electric field will be reversed, we will modify the top reflection coefficient of the 553-m tower as shown in Table 3, with maintaining the ground conductivity of soil equal to 0.01S/m, the return stroke speed set as 1.5×10^8 m/s and the bottom reflection coefficient set as 0.8.

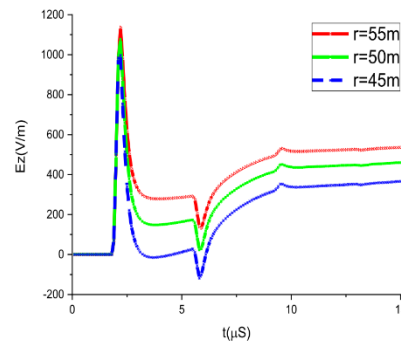


Figure 6. Field waveform according to $\rho_t = - 0.2$

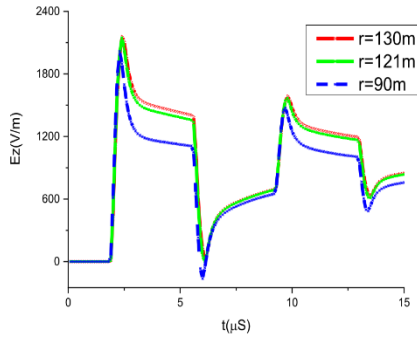


Figure 7. Field wave-shape according to $\rho_t = -0.8$

From Figures 6 and 7, The crucial radial distance is observed at 50m and at 121m respectively from the 553-m tower.

As resume in Table 3, the inversion of field polarity's is estimated at different radial distances according to each value of the top reflection tower coefficient.

The variation ratio of the inverted shape is about:10m, corresponding approximately to the percentage difference values of the top reflection coefficient (-0.2, -0.366) and around: 60m equivalent to the percentage subtraction between the two coefficients (-0.2, -0.8)

Table 3. Radial distance relating to the field transition sign according to the top reflection tower coefficient

ρ_t	-0.2	-0.366	-0.8
r_{cd} (m)	50	60	121

4.3 Electric field polarity's sensibility to the bottom reflection tower coefficient

We will proceed with the same process as previously, by keeping the same parameters of the return stroke speed, the tower height and the ground conductivity, the top reflection tower coefficient set as -0.366. The bottom reflection tower coefficient is variated to visualize its effect on the field waveform polarization (in Table 4).

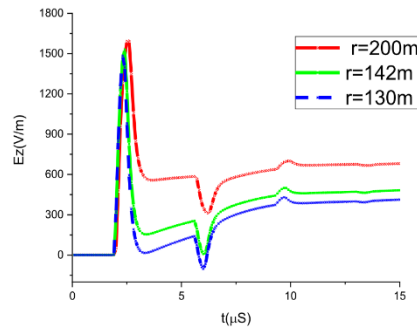


Figure 8. Electric field polarization according to $\rho_g = 0.5$

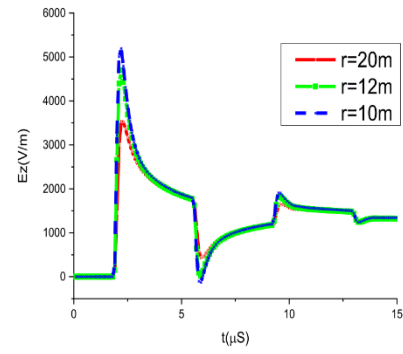


Figure 9. Electric field sign corresponding to $\rho_g = 1$

The field became positive further away from the 553-m tower, nearly to 142m when the bottom reflection coefficient is set as 0.5 (Figure 8), however, where we assumed a unit reflection coefficient, it turned out that the field transients to a positive form at very close radial distance (Figure 9) and field shape is clearly modified. The Table 4 reports the summary about the distance's ranges in regards to the 553-m tower for which the reversion shape will occur.

Table 4. Crucial r-direction corresponding to the reversed field sign related to the bottom reflection coefficient variation

ρ_g	0.5	0.8	1
r_{cd} (m)	142	60	12

4.4 Field waveshape sensitivity to the ground conductivity

In order to visualized the impact of the ground conductivity on the field waveshape polarity, we kept the same parameters of the 553-m tower (see Table 1), the return stroke speed set as 1.5×10^8 m/s, solely the electric ground conductivity is changed according to the Table 5.

The electric field exhibits a positive shape at 55m from the elevated object (Figure 10), this result is in concordance with those obtained by Eq. (17), although it stills bipolar at the same position for a conducting soil (see Figure 11), the susceptibility behavior field to the ground conductivity is visible, the positive sign locations are resumed in Table 5.

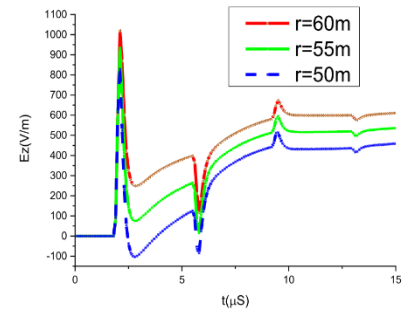


Figure 10. Field waveform sensibility to the ground conductivity ($\sigma=\infty$)

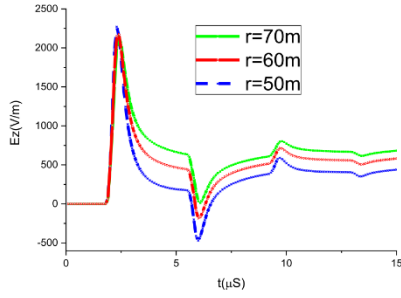


Figure 11. Field waveform sensitivity to the ground conductivity ($\sigma=0.001$ S/m)

Table 5. Horizontal distance corresponding to the field transition susceptibility to the ground conductivity change

σ (S/m)	∞	0.01	0.001
r_{ed} (m)	55	60	70

4.5 Variation of the return stroke speed

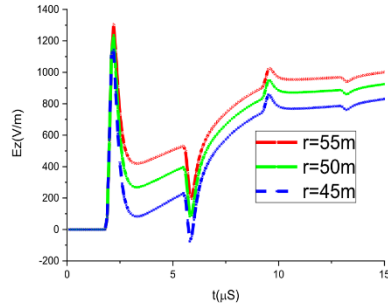


Figure 12. Field behavior Transients sign ($v=1 \times 10^8$ m/S)

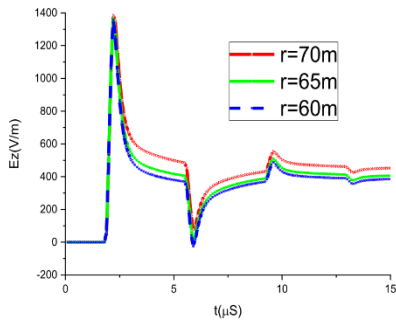


Figure 13. Return stroke speed effect on the vertical electric field waveshape ($v=2 \times 10^8$ m/S)

In this section, we will variate the return stroke speed in our computation (see Table 6), according to the lightning speed measurements [35]. Then we will focus our remarks on the reversed waveshape sign of the electric-field. The CN tower parameters are taken according to the Table 1, the ground conductivity is set as 0.01 S/m.

It's appears from the Figure 12, that the field tail has risen at the simulation end compared with the wave-shape in Figure 3 and 13. Moreover, the field shape has changed significantly according to the speed set as $v=2 \times 10^8$ m/S (Figure 13).

The average polarity reversed localization is about 60m.

The speed difference-ratio generated a variation about 5m to 10m for each reversal field location.

Table 6. Radial-direction distance corresponding to the field susceptibility to the return stroke speed variation

v (m/S)	1×10^8	1.5×10^8	2×10^8
r_{ed} (m)	50	60	65

5. CONCLUSIONS

In this work, we have carried out a parametric study with numerical simulation results in order to analyse the parameters having an impact on the behaviour's polarity of the vertical electric field to the 553-m tower, the 2D-FDTD technique was applied to solve the Maxwell derivatives formulations in the time propagation domain.

The mathematical expression of the electric field in the source region which is related to the lightning current and the ground conductivity, led us to take each parameter that could influence the field behavior reversion.

The resume of the important analysis results is given as follows:

The vertical electric field shape has a positive pic in the beginning of the simulation time, a negative one in the middle and a positive tail at the end.

The transition from a negative waveform to a positive one is observed at different ranges nearby the elevated structure.

The observation points at the r-axis corresponding to the inversion field polarization is: 1-) Susceptible to the tower height variation, 2-) Raised with the increases of the top reflection tower coefficient., 3-) Decreased with the growth of the bottom reflection tower coefficient, 4-) Inversely-proportional to the ground conductivity change, 5- reversely related to the return stroke speed.

The distances calculated for the polarity-transition have an average of 60m with a maximum of 142m and a minimum of 12m.

The results allowed to clearly characterize the lightning electric field and contribute to the characterization of the lightning phenomenon to tall struck object especially with the need of experimental data for close range.

REFERENCES

- [1] Zhang, Y., Yang, S., Lu, W., Zheng, D., Dong, W., Li, B., Chen, L. (2014). Experiments of artificially triggered lightning and its application in Conghua, Guangdong, China. Atmospheric Research, 135: 330-343. <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2013.02.010>
- [2] Fisher, R.J., Schnetzer, G.H., Thottappillil, R., Rakov, V.A., Uman, M.A., Goldberg, J.D. (1993). Parameters of

- triggered-lightning flashes in Florida and Alabama. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 98(D12): 22887-22902. <https://doi.org/10.1029/93JD02293>
- [3] Rakov, V.A. (1999). Lightning discharges triggered using rocket-and-wire techniques. In *Recent research developments in geophysics*, 2: 141-171.
 - [4] Rakov, V.A. (2001). Transient response of a tall object to lightning. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43(4): 654-661. <https://doi.org/10.1109/15.974646>
 - [5] Rachidi, F., Janischewskyj, W., Hussein, A.M., Nucci, C.A., Guerrieri, S., Kordi, B., Chang, J.S. (2001). Current and electromagnetic field associated with lightning-return strokes to tall towers. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43(3): 356-367. <https://doi.org/10.1109/15.942607>
 - [6] Heidler, F., Wiesinger, J., Zischank, W. (2001). Lightning currents measured at a telecommunication tower from 1992 to 1998. In *14th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility*, 6.
 - [7] Visacro, S., Soares Jr, A., Schroeder, M.A.O., Cherchiglia, L.C., de Sousa, V.J. (2004). Statistical analysis of lightning current parameters: Measurements at Morro do Cachimbo Station. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 109(D1). <https://doi.org/10.1029/2003JD003662>
 - [8] Narita, T., Yamada, T., Mochizuki, A., Zaima, E., Ishii, M. (2000). Observation of current waveshapes of lightning strokes on transmission towers. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 15(1): 429-435. <https://doi.org/10.1109/61.847285>
 - [9] Schulz, W., Diendorfer, G. (2004). Lightning peak currents measured on tall towers and measured with lightning location systems. In *18th Int. Lightning Detection Conference*, Helsinki, Finland.
 - [10] Romero, C., Paolone, M., Rubinstein, M., Rachidi, F., Rubinstein, A., Diendorfer, G., Zweigacker, P. (2012). A system for the measurements of lightning currents at the S antis Tower. *Electric Power Systems Research*, 82(1): 34-43. <https://doi.org/10.1016/j.epsr.2011.08.011>
 - [11] Romero, C., Rachidi, F., Rubinstein, M., Paolone, M., Rakov, V.A., Pavanello, D. (2013). Positive lightning flashes recorded on the S antis tower from May 2010 to January 2012. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 118(23): 12879-12892. <https://doi.org/10.1002/2013JD020242>
 - [12] McEachron, K.B. (1939). Lightning to the empire state building. *Journal of the Franklin Institute*, 227(2): 149-217. [https://doi.org/10.1016/S0016-0032\(39\)90397-2](https://doi.org/10.1016/S0016-0032(39)90397-2)
 - [13] Berger, K. (1975). Parameters of lightning flashes. *Electra*, 41: 23-37.
 - [14] Hussein, A.M., Janischewskyj, W., Milewski, M., Shostak, V., Chisholm, W., Chang, J.S. (2004). Current waveform parameters of CN tower lightning return strokes. *Journal of Electrostatics*, 60(2-4): 149-162. <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2004.01.002>
 - [15] Diendorfer, G., Hadrian, W., Hofbauer, F., Mair, M., Schulz, W. (2002). Evaluation of lightning location data employing measurements of direct strikes to a radio tower. *e & i Elektrotechnik und Informationstechnik*, 119(12): 422-427. https://doi.org/10.1007/BF_031613_57
 - [16] Romeo, C., Rachidi, F., Paolone, M., Rubinstein, M. (2013). Statistical distributions of lightning currents associated with upward negative flashes based on the data collected at the S antis (EMC) tower in 2010 and 2011. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 28(3): 1804-1812. <https://doi.org/10.1109/TPWRD.2013.2254727>
 - [17] Araki, S., Nasu, Y., Baba, Y., Rakov, V.A., Saito, M., Miki, T. (2018). 3-D finite difference time domain simulation of lightning strikes to the 634-m Tokyo Skytree. *Geophysical Research Letters*, 45(17): 9267-9274. <https://doi.org/10.1029/2018GL078214>
 - [18] Rachidi, F., Rakov, V.A., Nucci, C.A., Bermudez, J.L. (2002). Effect of vertically extended strike object on the distribution of current along the lightning channel. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 107(D23): ACL16-1-ACL16-6. <https://doi.org/10.1029/2002JD002119>
 - [19] Heidler, F.H., Paul, C. (2017). Some return stroke characteristics of negative lightning flashes recorded at the Peissenberg Tower. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 59(5): 1490-1497. <https://doi.org/10.1109/TEM.2017.2688587>
 - [20] Mimouni, A., Mosaddeghi, A., Rachidi, F., Rubinstein, M. (2008). Electromagnetic fields very near to a tall tower struck by lightning: Influence of the ground conductivity. In *European Electromagnetics International Symposium EUROEM 2008 (No. CONF)*.
 - [21] Mosaddeghi, A., Pavanello, D., Rachidi, F., Rubinstein, M. (2007). On the inversion of polarity of the electric field at very close range from a tower struck by lightning. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 112(D19). <https://doi.org/10.1029/2006JD008350>
 - [22] Uman, M.A., McLain, D.K., Krider, E.P. (1975). The electromagnetic radiation from a finite antenna. *American Journal of Physics*, 43(1): 33-38. <https://doi.org/10.1119/1.10027>
 - [23] Baba, Y., Rakov, V.A. (2005). Lightning electromagnetic environment in the presence of a tall grounded strike object. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 110(D9). <https://doi.org/10.1029/2004JD005505>
 - [24] Thottappillil, R., Schoene, J., Uman, M.A. (2001). Return stroke transmission line model for stroke speed near and equal that of light. *Geophysical Research Letters*, 28(18): 3593-3596. <https://doi.org/10.1029/2001GL013029>
 - [25] Baba, Y., Rakov, V.A. (2008). Influence of strike object grounding on close lightning electric fields. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 113(D12). <https://doi.org/10.1029/2008JD009811>
 - [26] Rachidi, F. (2007). Modeling lightning return strokes to tall structures: A review. In *Journal of Lightning Research*, 1: 16-31.
 - [27] Shao, X.M., Lay, E., Jacobson, A.R. (2012). On the behavior of return stroke current and the remotely detected electric field change waveform. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 117(D7). <https://doi.org/10.1029/2011JD017210>
 - [28] Zhang, Q., He, L., Ji, T., Hou, W. (2014). On the field-to-current conversion factors for lightning strike to tall objects considering the finitely conducting ground. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 119(13): 8189-8200. <https://doi.org/10.1002/2014jd021496>
 - [29] Yee, K. (1966). Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and*

- Propagation, 14(3): 302-307.
<https://doi.org/10.1109/TAP.1966.1138693>
- [30] Mur, G. (1981). Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations. IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility, (4): 377-382.
<https://doi.org/10.1109/TEM.1981.303970>
- [31] Yang, C., Zhou, B. (2004). Calculation methods of electromagnetic fields very close to lightning. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 46(1): 133-141. <https://doi.org/10.1109/TEM.2004.823626>
- [32] Baba, Y., Rakov, V.A. (2005). On the use of lumped sources in lightning return stroke models. Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 110(D3).
<https://doi.org/10.1029/2004JD005202>
- [33] Heidler, F. (1985). Analytic lightning current functions for LEMP calculations. In 18th International Conference on Lightning Protection (ICLP), VDE Verlag, Berlin, West Germany, 453: 63-66.
- [34] Mimouni, A., Rachidi, F., Azzouz, Z.E. (2007). Electromagnetic environment in the immediate vicinity of a lightning return stroke. Journal of Lightning Research, 2(ARTICLE): 64-75.
- [35] Rakov, V.A. (2007). Lightning return stroke speed. J. Lightning Res, 1: 80-89.

NOMENCLATURE

E	Electric field, V.m ⁻¹
H	Magnetic Field, A.m ⁻¹
I	Current, A
r _{cd}	Crucial horizontal distance

Greek symbols

σ	Ground conductivity, Sm ⁻¹
ϵ	Dielectric permittivity, Fm ⁻¹
μ	Magnetic permeability, Hm ⁻¹
ρ	Reflection tower coefficient
Δr	Spatial step in r-axis, m
Δz	Spatial step in z-axis, m
Δt	Time step, S

Subscripts

i	Spatial increment in the r-direction
j	Spatial increment in the z-direction
n	Time increment

New Approach to Revise the Spatiotemporal Lightning Current Distribution Models Intended for Tall Objects

Asmaa Lakhdar , Abdenbi Mimouni, and Zin-Eddine Azzouz

Abstract—In this article, we revised the commonly known engineering return stroke models for elevated objects, by taking into account the relativistic Doppler effect of the return stroke velocity shift. This revised model is applied to calculate the electromagnetic lightning field, struck by the Peissenberg tower using the finite difference time domain method in two-dimensions method. The simulation results are both compared with the results of the experimental measurements and with those obtained from the only two theoretical extending models existing in the literature that consider the presence of towers. Results show that the vertical lightning electric field is in perfect agreement with that measured experimentally, which means that this novel model was able to eliminate the nonphysical aspect of the transmitted current wave velocity from the tower top to the lightning channel observed in the hypothesis of the other authors and to reproduce in a more refined way the experimental measured electric field. The magnetic field behavior presents a concordance in the first peak and a slight difference in the tail waveform with that measured experimentally. These new formulations approximate the reality of the lightning radiation and, thus, allow to improve protection against its harmful effects.

Index Terms—Electromagnetic compatibility, elevated objects, engineering return stroke models, finite difference time domain method in two-dimensions (2D-FDTD) method, lightning, Maxwell's equations, relativistic Doppler effects.

I. INTRODUCTION

THE experimental measurements of the lightning phenomenon are rather a complex task and are proved to be too costly, whether by artificial lightning triggering (see, e.g., [1]–[6]) or the use of instrumented elevated towers (see, e.g., [7]–[15]), or by the indirect estimation of current with lightning location systems, (see, e.g., [16]–[18]), this led to generate the need for theoretical models to get closer to the reality of the behavior of the electromagnetic lightning radiation, and

above all to determine in a satisfactory way the spatiotemporal distribution of the current wave propagation.

The instrumented towers became an interesting means of measurement in fact that the most available data on lightning currents are obtained using small instrumented towers of height 70 m and 90 m at the top of Mount San Salvatore in Lugano (Switzerland) (see, e.g., [7]).

Numerous models (see, e.g., [19]–[29]) proposed by the scientific community relating to the spatiotemporal distribution of lightning current and corresponding to the lightning initiated to the ground were modified by Rachidi *et al.* (see, e.g., [30]) in 2001 and Baba and Rakov in 2005 (see, e.g., [31]) so as to consider the presence of the tower.

Rachidi *et al.* (see, e.g., [30]) modeled the elevated object as a uniform transmission line without loss, by assuming the reflection coefficients at the base and the top of the tower as constants, the distribution of current along with the lightning channel is expressed in terms of the undisturbed current.

Baba and Rakov (see, e.g., [31]) proposed an assumption equivalent to the model of Rachidi *et al.* (see, e.g., [30]), based on a lumped series voltage source, the distribution of current lengthwise the lightning channel is expressed in terms of the short-circuit current, which is equal to twice the undisturbed current.

These two models showed a difference in the return stroke current propagation velocity between the tower top and the lightning channel. The current injected at the top of the tower is unscrewed in two way, the first propagates forwards to the lightning channel with the speed of the return stroke (v) yet the second propagates between the ground and the tower with the speed of light (c), after reflections at the base and top of the tower, part of the second current is transmitted to the lightning channel by the speed of light (c) concerning Rachidi *et al.* model (see, e.g., [30]) and with the return stroke velocity (v) for the model of Baba and Rakov (see, e.g., [31]).

Pavanello *et al.* (see, e.g., [32]) observed a discontinuity at the front of the lightning return stroke in the model proposed by Rachidi *et al.* (see, e.g., [30]) since the transmitted current wave is not allowed to be in front of the return stroke current and pointed out that is physically inconceivable.

For the model of Baba and Rakov, all waves are transmitted with the same velocity of the return stroke current from the top of the tower to the channel, this may have eliminated the discontinuity observed in the model of Rachidi *et al.*, however,

Manuscript received January 30, 2022; revised March 19, 2022; accepted April 11, 2022. (Corresponding author: Asmaa Lakhdar.)

Asmaa Lakhdar is with the Laboratory of Electrical Drives Development, University of Sciences and Technology “Mohamed Boudiaf”, Oran 31000, Algeria, and also with the Electrical Engineering and Plasmas Laboratory, Ibn Khaldoun University, Tiaret 14000, Algeria (e-mail: Asmaa.lakhdar@univ-usto.dz).

Abdenbi Mimouni is with the University Djilali Liabes, Sidi Bel-Abbès 6958+RMP, Algeria (e-mail: abdenbi.mimouni@gmail.com).

Zin-Eddine Azzouz is with the University of Sciences and Technology “Mohamed Boudiaf”, Oran 31000, Algeria (e-mail: zinazzouz@yahoo.fr).

Color versions of one or more figures in this article are available at <https://doi.org/10.1109/TEMC.2022.3169429>.

Digital Object Identifier 10.1109/TEMC.2022.3169429



Asmaa Lakhdar

Professor at Ibn Khaldoun University of
Tiaret- Algeria

PROFESSIONAL EXPERIENCE

✉ Asmaa.lakhdar@univ-usto.dz

📍 Tiaret, Algeria

in <https://www.linkedin.com/in/asm>

<https://www.researchgate.net/profile/Asmaa-Lakhdar-2>

PROFIL

Asmaa Lakhdar, She received the bachelor's degree in mathematics in 2001, the Engineering degree and Magistrate's diploma in electrical engineering in 2006 and 2011, respectively, from the University of Science and Technology of Oran, Bir El Djir, Algeria, where she is currently working toward the Ph.D. degree in electromagnetic compatibility. She is currently a Teacher with the Faculty of Applied Sciences, Department of Electrical Engineering, Ibn Khaldoun University of Tiaret, Algeria. Her research interests include electromagnetic compatibility, lightning phenomenon, and numerical methods. Dr. Lakhdar is a member of the EMC group in the Laboratory of Electrical Engineering and Plasma, Tiaret, Algeria.

LANGUAGES

- ✓ Arabic
- ✓ French
- ✓ English

from 21/04/2007
To 20/04/2009
(Tiaret, Algeria) **INFSP/Tiaret**
Teacher in the framework of pre-employment
At the Institute of Education and Vocational
Training

From 03/08/2009
To 02/08/2010
(Tiaret, Algeria) **SOTREFIT**
Electrical engineer in the framework of the
professional insertion contract, DAIP.

From 17/10/2010
To 31/12/2011
(Tiaret, Algeria) **Nouveau lycée route d'Alger**
High school mathematics teacher

From 01/07/2012
To 30/06/2013
(Tiaret, Algeria) **École Taleb Abdelkader, hai Alnasr, Tiaret**
Administrative agent in the framework of
the professional insertion contract, DAIP.

From 03/12/2012
To 29/05/2013
(Tiaret, Algeria) **Ibn Khaldoun University of Tiaret**
temporary teacher at Ibn Khaldoun
University of Tiaret, Algeria, Faculty of
Applied Sciences, Department of
Mechanical engineering

From 10/10/2013
Until now
(Tiaret, Algeria) **Ibn Khaldoun University of Tiaret**
Teacher at Ibn Khaldoun University of Tiaret,
Algeria, Faculty of Applied Sciences,
Department of electrical engineering

FORMATION

2000-2001 Tiaret, Algeria	Baccalaureate in mathematics <i>Hight school RAID SI ZOUBIR</i>
2005-2006 Tiaret, Algeria	Electrical engineering University of Science and Technology of Oran, MBUSTO, Algeria
2007-2011 Tiaret, Algeria	Magistrate's diploma in electromagnetic compatibility University of Science and Technology of Oran, MBUSTO, Algeria
2019-2022 Tiaret, Algeria	New Headway B1 level Courses of English language Idrak center for learning Foreign Languages RCN:14/01-2167129A18
2011-2022 Tiaret, Algeria	PHD in electromagnetic compatibility University of Science and Technology of Oran, MBUSTO, Algeria

Educational & Scientific activities

Book: A.Lakhdar, B.Gemri, (**La méthode de modélisation TLM 2D**). édition Universitaire Européenne, Allemagne. (18 juillet 2012), Collection: OMN. UNIV.EUROP. ISBN-10: 6131519285// ISBN-13: 978-6131519284,

Research and Conference Paper

Lakhdar, A., Mimouni, A., Azzouz, Z. (2022). New Approach to Revise the Spatiotemporal Lightning Current Distribution Models Intended for Tall Objects. IEEE TRANSACTIONS ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, pp.1-8, <https://doi.org/10.1109/TEM.2022.3169429>

Lakhdar, A., Mimouni, A., Azzouz, Z. (2021). Parameters affecting the polarity inversion of the vertical electric lightning field to the CN-Tower. Mathematical Modelling of Engineering Problems, Vol. 8, No. 1, pp. 117-124. <https://doi.org/10.18280/mmep.080115>

A.Lakhdar, "Gaussian Function Example to Calculate the Electromagnetic Wave Propagation Using the 2D-TLM Numerical Method", International Conference on Special Functions & Applications (ICSFA-2020), 22-23-December, India.

-A.Lakhdar, Mimouni Abdenabi, Azzouz Zineddine, "Electromagnetic Field Behavior in The Vicinity of a Tower Struck by Lightning - Tokyo Skytree Tower Case". 11th national Conference of high voltage 29-30- may 2019, Oran.

-A. Lakhdar. Mimouni.A, Azzouz. Z, Habri.K, Benkharroubi.H, Mokhtari. A and Adil. F "Underground electric fields in the immediate vicinity of a tower struck by lightning", 9^{ème} national Conference of high voltage, 09 - 11 april 2013, Laghouat. Algerian Journal of Technology. ISSN 1111-357X, 2013.

-Habri. K, Azzouz. Z, Mimouni Abdenbi, Benkharroubi .H, Lakhdar. A, Adil .F and Mokhtari .A, "Analytical Absorbing Boundary Conditions for Lightning Electromagnetic Field Calculation Using the FDTD Method", 9^{ème} national Conference of high voltage, 09 - 11 april 2013, Laghouat. Algerian Journal of Technology. ISSN 1111-357X, 2013.

-A.Mokhtari, Mimouni A, Z. Azzouz, Habri K, Lakhdar A, H Benkharroubi and Adil F, "Enhancement of the Vertical Electric field radiated by lightning due to the presence of a Building", 9^{ème} national Conference of high voltage, 09 - 11 april 2013, Laghouat. Algerian Journal of Technology. ISSN 1111-357X, 2013.

-Benkharroubi H, Mimouni A, Bendaoud A, Mokhtari A, Habri Khaled, Lakhdar A, Adil F, "Simulation of Transient grounding behavior for horizontal electrode and 1x1grid with FDTD method, including soil ionization", 9^{ème} national Conference of high voltage, 09 - 11 april 2013, Laghouat. Algerian Journal of Technology. ISSN 1111-357X, 2013.

Supervision of master and licence projects.

-A.Lakhdar, Abdelli. D, "Application de la méthode FDTD-2D dans le calcul du champ électromagnétique de la foudre initiée au sol caractérisé par une conductivité finie", mémoire de master, université Ibn Khaldoun, Tiaret, 2021.

-A.Lakhdar, Laribi. A, Mansour.A" Analyse du comportement du champ électromagnétique de la foudre initiée au sol caractérisé par une conductivité finie", mémoire de master, université Ibn Khaldoun, Tiaret, 2020.

-A.Lakhdar, Loudi.M ,Boussadia.R, "Etude d'une tour instrumentée et son impact sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre, le cas de la tour Gaisberg, méthode FDTD 2D", mémoire de master, université Ibn Khaldoun, Tiaret, 2019.

-A.Lakhdar, Hadjoudj.M ,Gasmi.T, " Analyse du comportement du champ électrique vertical de la foudre en présence de la tour 168, méthode FDTD 2D ", mémoire de master, université Ibn Khaldoun, Tiaret, 2018.

-A.Lakhdar, Saddam.H ,Maamar.N, " Analyse de la forme d'onde du champ électrique Radial Rayonné par l'interaction de la foudre avec la tour Peissenberg, méthode FDTD 2D ", mémoire de master, université Ibn Khaldoun, Tiaret, 2018.

-A.Lakhdar, Hati.I, Mamoun.H, " Application des modèles d'ingénieur cité dans la littérature pour le calcul du champ électromagnétique généré par l'interaction de la foudre sur un objet élevé, méthode FDTD 2D " , mémoire de master, université Ibn Khaldoun, Tiaret, 2017.

-A.Lakhdar, Salhi.A, Y.Boudjemaa "Analyse de la variation de la vitesse de l'arc en retour d'un coup de foudre qui tombe sur une tour élevée, méthode FDTD 2D " , mémoire de master, université Ibn Khaldoun, Tiaret, 2016.

-A.Lakhdar, Hadji.M, Salem.R " Etude et simulation d'un coup de foudre négatif tombant sur un objet élevé, méthode FDTD 2D " , mémoire de master, université Ibn Khaldoun, Tiaret, 2015.

-A.Lakhdar, Bendjebbour.B, " Effets des caractéristiques d'une tour sur le champ électromagnétique rayonné par l'interaction foudre-tour, méthode FDTD 2D " , mémoire de master, université Ibn Khaldoun, Tiaret, 2014-2015.

-A.Lakhdar, MimounYassmine, Zoubida Hibatou-Elrahman, Moufok Hadjer "Etude du fonctionnement d'un montage gradateur monophasé", mémoire de Licence 2019-2020

-A.Lakhdar, Nacera Khatir, Nourelhouda Nour, Belmadani Miloud, "Etude du fonctionnement d'un montage gradateur monophasé", mémoire de Licence 2018-2019.

-A.Lakhdar, HORR Fatima Zohra, MEHIAOUI Ahlam, " Résonance en courant dans un circuit RLC étude et simulation par Matlab", mémoire de Licence 2017-2018.

-A.Lakhdar, Touah Kada , Saridj Mohamed Amine, " Simulation d'une ligne de transmission avec LTspice", mémoire de Licence 2016-2017.

-A.Lakhdar, Roumani Adnane, Sedjet Fethi, Moussaoui Moussa" Simulation d'un circuit RLC sous Matlab/Simulink (PowerSystem)", mémoire de Licence 2016-2017.

-A.Lakhdar, Fartas Saddam Housseyn, Maamar Naceur" Simulation d'un hacheur Buck sous environnement matlab (Simulink)", mémoire de Licence 2015-2016.

-A.Lakhdar, Hadji .M, Salem .R" Etude et simulation d'un coup de foudre négatif tombant sur un objet élevé", mémoire de master 2014-2015.

-A.Lakhdar, Bendjebbour. B" Effets des caractéristiques d'une tour sur le champ électromagnétique rayonné par l'interaction foudre-tour", mémoire de master 2014-2015.

Résumé

L'objectif majeur de cette thèse de doctorat est de contribuer à l'étude du rayonnement électromagnétique généré par l'interaction de la foudre avec une tour élevée en présence d'un sol de conductivité finie, en modélisant en premier le courant de foudre au sommet et à la base de l'objet élevé ainsi qu'au champ électromagnétique proche associé, suite à l'application de deux modèles théoriques uniques de la distribution spatiotemporelle des arcs en retour prédéfinis dans la littérature, puis en proposant en second lieu, une approche théorique permettant de réviser ces deux modèles classiques communément connues par les modèles d'ingénieurs. Les simulations ont été réalisées à l'aide de deux méthodes de modélisation numérique à savoir Finite Difference Time Domain en deux dimensions (2D-FDTD) et Transmission Line Matrix en deux dimensions (2D-TLM).

Liste des mots-clés : compatibilité électromagnétique, foudre sur un objet élevé, inversion de polarité du champ électrique vertical de la foudre, équations de Maxwell, méthode 2D-FDTD, effets Doppler, foudre initiée au sol, modèles d'Ingénieurs, 2D-TLM.

Abstract

The main objective of this PhD thesis is to contribute to the study of the electromagnetic radiation generated by the interaction of lightning with an elevated tower in the presence of a finite ground conductivity, initially by modelling the lightning current at the top and at the bottom of the tall object as well as the nearby associated electromagnetic field through the application of two unique theoretical models of the return stroke space-time distribution existing in the literature, Then, by proposing in a second phase, a theoretical approach allowing to revise these two classical models commonly known by the engineering models. The simulations were carried out using two numerical modelling methods, namely Finite Difference Time Domain in two dimensions (2D-FDTD) and Transmission Line Matrix in two dimensions (2D-TLM).

List of keywords: electromagnetic compatibility, lightning on a tall object, polarity reversal of the vertical electric field of lightning, Maxwell's equations, 2D-FDTD method, Doppler effects, lightning initiated to ground, Engineering models, 2D-TLM.

المخلص

الهدف الرئيسي من أطروحة الدكتوراه هو المساهمة في دراسة الإشعاع الكهرومغناطيسي الناتج عن تفاعل الصاعقة مع برج مرتفع مع وجود موصلية أرضية محدودة، بدأً بنمذجة تيار الصاعقة في الجزء العلوي والجزء السفلي من البرج المرتفع وكذلك الحقل الكهرومغناطيسي القريب المرتبط به من خلال تطبيق نموذجين نظريين فريدين لتوزيع الزمكان الموجود في الأدبيات، وفي مرحلة ثانية، اقترح نهج نظري يسمح بمراجعة هذين النموذجين الكلاسيكيين المعروفين بشكل شائع بالنماذج الهندسية. تم إجراء عمليات المحاكاة باستخدام طريقتين للنمذجة الرقمية، وهما المجال الزمني للفرق المحدود في بعدين (FDTD-2D) ومصفوفة خط النقل في بعدين (TLM-2D).

قائمة الكلمات الرئيسية: التوافق الكهرومغناطيسي، إشعاع الصاعقة على جسم مرتفع، انعكاس قطبية الحقل الكهربائي العمودي للصاعقة، معادلات ماكسويل، طريقة 2D-FDTD، تأثيرات دوبلر، إشعاع الصاعقة الأرضي، النماذج الهندسية، 2D-TLM.